

Федеральное государственное автономное
образовательное учреждение высшего образования
«СИБИРСКИЙ ФЕДЕРАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ»
Институт инженерной физики и радиоэлектроники
Базовая кафедра «Фотоника и лазерные технологии»

УТВЕРЖДАЮ

Зав. базовой кафедрой ФилТ

_____ А.Н. Втюрин

«_____» _____ 2019 г.

МАГИСТЕРСКАЯ ДИССЕРТАЦИЯ

Переходные процессы при параметрическом взаимодействии встречных волн

16.04.01 «Техническая физика»

16.04.01.02 «Оптическая физика и квантовая электроника»

Научный руководитель _____ проф., д-р физ.-мат. наук В.В. Слабко
Выпускник _____ В.А. Ткаченко

Красноярск 2019

РЕФЕРАТ

В магистерской диссертации на тему "Переходные процессы при параметрическом взаимодействии встречных волн" 68 страниц, 23 рисунка, 18 формул, 95 источников.

ПЕРЕХОДНЫЕ ПРОЦЕССЫ, НЕЛИНЕЙНАЯ ОПТИКА,
МЕТАМАТЕРИАЛЫ, СРЕДЫ С ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ ДИСПЕРСИЕЙ

Магистерская диссертация посвящена исследованию длительных переходных процессов возникающих при параметрическом взаимодействии трёх волн оптического излучения, распространяющихся в противоположных направлениях. Были теоретически исследованы особенности этих процессов в различных схемах взаимодействия и при различных уровнях эффективного взаимодействия.

СОДЕРЖАНИЕ

Введение.....	5
1 Обзор литературы	8
1.1 Введение.....	8
1.1.1 Взаимодействие с сосредоточенными параметрами.....	8
1.1.2 Взаимодействие с распределёнными параметрами.....	9
1.1.3 Взаимодействие встречных волн.....	10
1.2 Метаматериалы.....	11
1.2.1 Проблема разработки NIM.....	14
1.2.2 Применение метаматериалов.....	16
1.3 Параметрические процессы с участием электромагнитных (оптических) волн	18
1.3.1 Вынужденное рассеяние Мандельштама-Бриллюена.....	18
1.3.2 Вынужденное комбинационное рассеяние	20
1.3.3 Квазисинхронизм	21
1.4 Переходные процессы при параметрическом взаимодействии встречных волн	22
2 Переходные процессы при параметрическом взаимодействии встречных волн в приближении заданной накачки	26
2.1 Введение.....	26
2.3 Параметрическое взаимодействие волн с отрицательной дисперсией	26
2.4 Модель взаимодействия встречных волн в приближении заданного поля (линейное приближение)	29
2.5 Результаты численного моделирования временного моделирования амплитуд.....	31
2.5.1 Отличие во временном поведении холостой и сигнальной волны на выходе из среды.....	32
2.5.3 Структура переходного процесса.....	35
2.5.4. Аппроксимация позднего этапа процесса	36

2.5.5 Влияние соотношения групповых скоростей на характеристики переходного процесса	36
2.5.6 Зависимость постоянной времени от параметров усиления	38
2.5.7 Влияние потерь на характеристики переходного процесса	40
2.5.8 Характеристики переходного процесса в условиях фазового рассогласования.....	44
2.6 Выводы.....	45
3 Параметрическое взаимодействие встречных волн в условиях истощения накачки	47
3.1 Модель нелинейного параметрического взаимодействия	47
3.2 Результаты моделирования	48
3.2.1 Справедливость применения приближения заданного поля.....	51
3.2.2 Влияние потерь на характеристики нелинейного процесса	52
3.2.3 Влияние величины фазового рассогласования на характеристики нелинейного процесса.....	54
3.3 Выводы.....	57
Заключение	58
Список использованных источников	59

ВВЕДЕНИЕ

Нелинейная оптика уже долгое время является динамично развивающейся областью физики, которая позволяет решать важные прикладные и инженерные задачи. Исследования нелинейных оптических процессов способствовали развитию лазерной техники, оптоволоконных линий связи, спектроскопии, фотоники и оптоинформатики, а также использованию оптики в таких отраслях как экология и медицина. Основная задача любого нелинейного параметрического оптического устройства — преобразование частоты. Хотя обычно в оптике рассматривается задача, когда взаимодействующие волны распространяются в среде в одном направлении, взаимодействие волн, распространяющихся на встречу друг другу, как было показано в ряде работ, позволяет достичь гораздо большей эффективности преобразования. Такое встречное взаимодействие открывает возможность создания беззеркальных параметрических генераторов и миниатюрных параметрических усилителей света.

Однако, встречное взаимодействие в литературе рассматривается редко, из-за сложностей реализации, связанных с необходимостью согласования фаз противораспространяющихся волн (закон сохранения импульсов волн). На сегодняшний день существует несколько подходов решения данной проблемы. Наиболее естественным образом фазовое согласование встречных волн может быть обеспечено благодаря использованию метаматериалов с отрицательным показателем преломления (Negative index metamaterials, NIM), в которых вектор Пойтнинга волны и её фазовая скорость противоположны в узкой полосе частот. Оптические метаматериалы в свою очередь открывают широкие возможности, такие как создание суперлинзы с разрешением, превышающим дифракционный предел, и достижение эффекта невидимости объекта. Существующие прототипы NIM в большинстве своём обладают высокими показателями потерь на рабочих частотах, что может быть решено благодаря параметрическому компенсационному усилению встречных волн.

Кроме этого фазовое согласование при взаимодействии встречных волн может быть обеспечено с использованием ряда других подходов и в других частотных диапазонах электромагнитных волн. Эти процессы также могут наблюдаться при взаимодействии волн любой природы: в процессе вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР), в случае вынужденного рассеяния Мандельштам-Бриллюена (ВРМБ), взаимодействие встречных волн разного диапазона в условиях квазисинхронизма (в среде с периодической модуляцией нелинейных характеристик), в лампе обратной волны (ЛОВ). Таким образом, исследование данных процессов охватывает широкую область явлений.

Хотя основной характеристикой процессов параметрического взаимодействия является эффективность преобразования энергии, часто возникает необходимость контролировать форму и длительность импульса. В некоторых случаях эти требования входят в коллизию. Так с одной стороны взаимодействие встречных волн позволяет достигать аномально большого усиления по сравнению с обычным параметрическим взаимодействием, распространяющихся в одном направлении. С другой стороны в ряде работ было отмечено, что в случае взаимодействия встречных волн имеют место особенности переходных процессов изменения амплитуды выходного сигнала, которые способны вносить сильные искажения в работу импульсных устройств. В настоящее время данные переходные процессы слабо изучены и являются предметом рассмотрения представленной диссертации.

Цель работы – выявить особенности и закономерности переходных процессов при параметрическом взаимодействии встречных волн. Для достижения поставленной цели были сформулированы следующие задачи:

- 1) численными методами исследовать основные характеристики переходных процессов при параметрическом взаимодействии встречных волн в режиме усиления и генерации в приближении заданного поля накачки (линейный режим);

2) исследовать численно основные характеристики переходных процессов в режиме усиления с учётом истощения накачки (нелинейный режим).

1 Обзор литературы

1.1 Введение

Параметрические процессы – это процессы передачи энергии от одних колебаний другим, осуществляемые за счёт периодичных во времени изменений параметров одних колебаний за счёт других [1]. Изменение параметров означает, что процесс является принципиально нелинейным. В ряде случаев, когда изменением энергии одного из колебаний можно пренебречь по сравнению с другими (приближение заданного поля), можно рассматривать чисто линейное взаимодействие между двумя другими колебаниями [2]. Главная особенность параметрического процесса заключается в том, что направление передачи энергии зависит от соотношения фаз колебаний, по этой причине его называют когерентным. В таких процессах с необходимостью выполняется закон сохранения энергии, накладывающий условия на частоты взаимодействующих колебаний.

В случае квадратичной нелинейности можно говорить о взаимодействии колебаний на трёх частотах (холостой ω_1 , сигнала ω_2 и накачки ω_3), тогда закон сохранения энергии запишется следующим образом $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$.

Передача энергии в параметрических процессах осуществляется от колебания на частоте накачки к колебаниям на двух других частотах ω_1 , ω_2 либо от колебаний на двух частотах к колебаниям накачки. При этом скорость изменения энергии колебаний пропорциональна их энергии согласно соотношению Мэнли-Роу. Применительно к оптическим системам соотношение Мэнли-Роу несёт смысл закона сохранения фотонов [3].

1.1.1 Взаимодействие с сосредоточенными параметрами

Наиболее просто данный принцип реализуется в системах с сосредоточенными параметрами, характерными для радиотехники и механики. Наглядным примером такой системы, является человек, качающийся на качелях. Раскачивая своё тело параллельно линии подвеса, человек периодически меняет частоту колебаний качелей. И в случае, когда удвоенная частота этих изменений равна собственной частоте колебаний качелей, при определённом соотношении фаз, человек передаёт им энергию (раскачивает). Другое соотношение фаз может привести к остановке качелей. В радиотехнике находят применение параметрические усилители и генераторы, которые обладают рядом преимуществ перед обычными [4].

В данной диссертации будут рассматриваться параметрические процессы взаимодействия волн в средах с распределёнными параметрами, предполагающими протяженные среды с длинной, значительно превышающей длины взаимодействующих волн.

1.1.2 Взаимодействие с распределёнными параметрами

Параметрическое взаимодействие волн, когда это необходимо, может быть реализовано на основе распределённых параметров системы. Это актуально для нелинейной акустики и нелинейной оптики, где трудно достичь достаточно большого нелинейного отклика элемента с сосредоточенными параметрами, в силу слабой оптической и акустической нелинейности. В качестве примера в радиотехнике можно привести лампы бегущей волны (ЛБВ) и лампы обратной волн (ЛОВ), в которых осуществляется согласованное по фазе взаимодействие СВЧ излучения с потоком электронов [5]. Взаимодействие в ЛБВ также можно рассматривать как параметрическое и распределённое.

В таких средах, помимо условий, накладываемых на соотношения рабочих частот, возникает требование к соотношению волновых векторов $\vec{k}_3 = \vec{k}_1 + \vec{k}_2$ (условия пространственного синхронизма или закон сохранения импульса) [6].

Акустические среды, как правило, не обладают заметной дисперсией, по этой причине данное требование выполняется там автоматически [7]. В оптических же средах дисперсия принципиальна и определяет частотную селективность параметрических процессов в нелинейной оптике. Другими словами условиям будут удовлетворять только несколько частот, определяемых особенностями рабочей среды, и только волны удовлетворяющие условиям будут участвовать в эффективном преобразовании.

Данная диссертация посвящена в первую очередь взаимодействию оптических колебаний, по этой причине в ней не будут рассматриваться процессы, не обладающие частотной дисперсией. Однако полученные здесь выводы могут быть распространены и на бесдисперсионные случаи.

1.1.3 Взаимодействие встречных волн

Данная диссертация посвящена исследованию особенностей процесса параметрического взаимодействия встречных волн. Под этим подразумевается, что одна из взаимодействующих волн распространяется в среде в направлении противоположном распространению двух других (в случае если волны три).

Обычный же случай подразумевает, что все волны распространяются в среде в одном направлении (попутные волны). Параметрическое взаимодействие волн в оптике происходит в нелинейной среде – параметры распределены в пространстве. В связи с этим эффект параметрического процесса накапливается непрерывно по мере проникновения взаимодействующих волн в рабочую среду и, таким образом, суммарная эффективность зависит от длины среды L . В случае попутных волн при генерации второй гармоники (передача энергии колебаниям на удвоенной частоте) в приближении заданного поля интенсивность генерируемой волны на выходе растёт квадратично с ростом L [8]. При генерации субгармоники (передача энергии к колебаниям меньшей частоты) интенсивность растёт экспоненциально [9]. В случае же встречных волн интенсивность на выходе

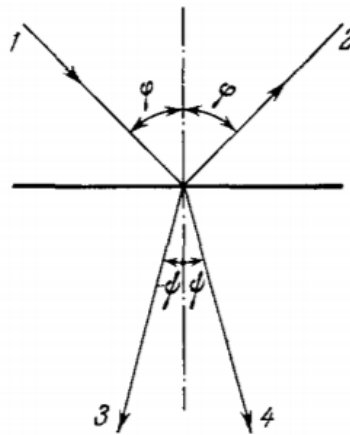
растёт с ростом L пропорционально обратному косинусу L [10] – асимптотически стремится к бесконечности при конечной длине среды $L = \pi/2$. Такой неограниченный рост в приближении заданного поля открывает широкие возможности для применения процессов параметрического взаимодействия встречных волн на практике. Благодаря этому возможно создание миниатюрного оптического генератора без использования зеркал, что было предложено в работах [11, 12]. Также одним из потенциальных применений является компенсация поглощённых потерь в метаматериалах за счёт параметрического усиления [13] или резонансного четырёхволнового смешения [14].

1.2 Метаматериалы

Исследуемое в данной диссертации параметрическое взаимодействие встречных волн не представляется возможным без рассмотрения проблемы метаматериалов – сред, в которых такое взаимодействие может быть реализовано наиболее естественным образом.

В общем случае метаматериалами называются композитные материалы, свойства которых определяются главным образом периодической структурой [15]. Однако в рамках данной диссертации интерес представляет лишь отдельный класс метаматериалов, обладающих отрицательной рефракцией (Negative refractive Index Metamaterials, NIM). Отрицательная дисперсия в них достигается за счёт того, что электрический и магнитный отклик имеют отрицательные значения. На языке электродинамики это означает, что диэлектрическая проницаемость и магнитная восприимчивость одновременно меньше нуля ($\epsilon < 0, \mu < 0$). В этом случае показатель преломления также меньше нуля $n = \sqrt{\epsilon\mu} < 0$ [16]. По этой причине луч, входящий в такую среду, в согласии с законом Снеллиуса преломляется в другую сторону относительно

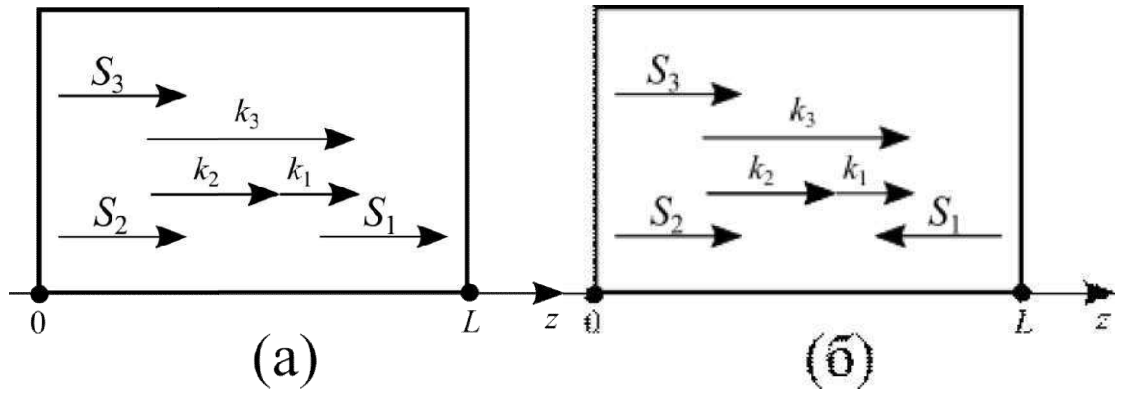
нормали поверхности, чем если бы преломление происходило в обычной среде [17](Рисунок 1.1).



1 – падающий луч, 2 – отраженный луч, 3 – преломленный луч,
если среда обладает отрицательной рефракцией,
4 – преломленный луч, в обычной среде.

Рисунок 1.1 — Схема преломления луча, проходящего через границу раздела двух сред [16]

Отрицательная дисперсия – желанное свойство для реализации процессов взаимодействия встречных волн поскольку, волны, обладающие в среде отрицательной дисперсией, распространяются в направлении противоположном направлению волнового вектора [16]. Если в случае трёхволнового взаимодействия одна из волн обладает отрицательной дисперсией, фазовый синхронизм реализуется естественным образом [18] для противонаправленных направлений распространения энергии $S_{1,2,3}$ в то время как волновые векторы $k_{1,2,3}$ остаются сонаправленными. На рисунке 1.2б показана схема такого взаимодействия.



$k_{1,2,3}$ – волновые векторы волн, $S_{1,2,3}$ – соответствующие направления распространения энергии. (а) – схема взаимодействия сораспространяющихся волн. (б) – схема синхронизма встречных волн, где среда обладает отрицательной дисперсией по отношению к волне 1.

Рисунок 1.2 — Схемы фазового согласования трёх волн

В природе существует множество материалов обладающих, отрицательным электрическим откликом (металлы межзонного перехода). Однако, не существует сред с отрицательным магнитным откликом, что можно продемонстрировать на примере простых рассуждений. Магнитных зарядов в природе не существует, поэтому магнитный отклик в среде может создаваться только замкнутым током и пропорционален величине тока $M \sim I$. С другой стороны индуцированный ток пропорционален ЭДС индукции $I \sim E_{ind}$. ЭДС индукции в свою очередь пропорциональна изменению потока внешнего поля через контур $E_{ind} \sim -\partial\Phi / \partial t = \partial(SH) / \partial t$. Контур представляет собой некий элемент среды, например атом, в котором может возникать круговой ток. H – внешнее поле, пронизывающее контур, $S = \pi r^2$ – площадь контура. Магнитный поток через контур будет изменяющимся только в том случае, если фаза поля во всех его точках не сильно отличается, другими словами размер контура должен быть меньше длины волны $r \ll \lambda$. Таким образом, магнитный отклик в среде должен быть много меньше квадрата длины волны $M \ll C\lambda^2$. По этой причине природные среды являются немагнитными на оптических частотах $\omega \approx 10^{11}$ Гц – $M \approx 0$, $\mu = 1$. Всё это приводит к необходимости разработки искусственных NIM.

1.2.1 Проблема разработки NIM

Первые эксперименты по материалам с отрицательной дисперсией в СВЧ диапазоне были опубликованы в работе [19], для терагерцового диапазона [20]. В этих работах отрицательный электрический отклик достигался за счёт взаимодействия волны с электрическими стержнями вблизи их электронного резонанса.

Отрицательный магнитный отклик обеспечивался вблизи магнитного резонанса разрезанных металлических колец, по сути являющихся миниатюрными колебательными контурами. Изображение такого материала показано на рисунке 1.3. Для СВЧ диапазона было получено рабочее устройство: параметрический усилитель встречных волн на СВЧ линии передач [21].

Отрицательное преломление может быть получено не только на границе раздела двух объемных сред, но и на метаповерхности, что для микроволн показано на плоском массиве компланарных медных структур [22].

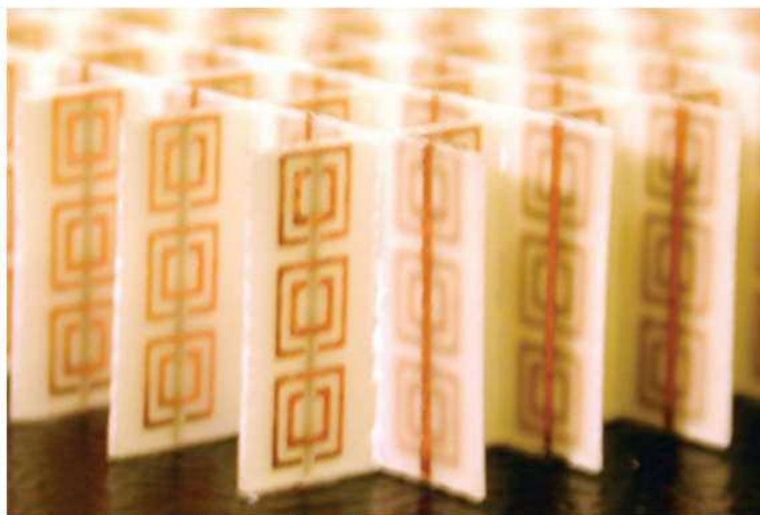


Рисунок 1.3 — Фотография NIM, состоящей из медных квадратных разрезанных колец и стержней [19]

Наиболее очевидным подходом к созданию оптических метаматериалов представляется путь миниатюризации метаматериалов СВЧ диапазона. Однако

такая минитюаризация на данный момент не доступна методом оптической и рентгеновской литографии, применяемым в СВЧ области [23]. С другой стороны, элементы с плазмонным резонансом вносят в среду существенные потери [24]. Высокие омические потери – фундаментальная проблема, задающая критерий для поиска метода создания метаматериала. На сегодняшний день существует два основных подхода к решению этой задачи: активная компенсация потерь и их понижение за счёт конструктивных особенностей и подбора материала (пассивное). Активный подход в свою очередь можно подразделить на два направления. В первую очередь это усиление, осуществляемое при взаимодействии волн на специальных усиливающих элементах, помещённых в среду [25]. Фактически данная техника использует особенности параметрического взаимодействия встречных волн. Второе новое направление называется инъекция плазмонов, где компенсация потерь распространяющихся плазмон поляритонов происходит за счёт конструктивной интерференции с плазмон поляритонами вводимыми извне [26]. Данный метод имеет под собой многообещающую теоретическую базу, однако не обоснован экспериментально.

Пассивное уменьшение потерь имеет очевидное преимущество перед активным, так как при этом не требуется дополнительное согласованная подача внешней энергии на внутренние усиливающие элементы. Оно может быть достигнуто за счёт замены металлических элементов на диэлектрические [21], использования сверхпроводниковых материалов [27] или в метаматериалах основанных на хиральном резонансе [28]. Использование сверхпроводниковых материалов позволило создать метаматериал с малыми потерями в терагерцовой области, однако продвижение в оптическую область затруднено наличием пороговой частоты сверхпроводимости. Работа над хиральными метаматериалами ведётся уже долгое время, но, несмотря на определённые успехи, реального решения проблемы до сих пор нет.

Кроме этого в обзоре [29] дан обзор путей к созданию плазмонного материала с низкими потерями. Такой материал мог бы быть создан благодаря

искусственному расширению кристаллической решётки металлов, уменьшению в металлах количества носителей зарядов или увеличению количества носителей зарядов в полупроводниках путём сильного допирования.

1.2.2 Применение метаматериалов

Мы пришли к NIM в поисках среды с отрицательной дисперсии для реализации параметрического взаимодействия встречных волн. Однако NIM представляют интерес и в отрыве от задачи встречных волн. В первую очередь это создание суперлинзы, позволяющей преодолеть дифракционный предел фокусировки света [30, 31]. Преодоление дифракционного предела позволит повысить разрешение биомедицинских изображений, методов фотолитографии для создания более компактных микросхем, повысить скорость оптоволоконной передачи данных в сверхтонких волноводах [32].

Беспрецедентные возможности управления светом с помощью метаматериалов, в частности NIM, привели к созданию отдельного направления называемого трансформационной оптике. Главная идея трансформационной оптики заключается в том, что благодаря определённому распределению показателя преломления в пространстве, возможно достигнуть любого желаемого искривления светового луча [33]. И хотя многие полезные устройства трансформационной оптики могут быть получены с использованием обычных оптических материалов [34], использование NIM необходимо для многих приложений [35].

В первую очередь к трансформационным приложениям NIM относится эффект невидимости, то есть оболочки приводящие к огибанию светом предмета [36]. Кроме этого можно отметить устройство всестороннего широкополосного поглощения, позволяющее собрать излучение всех направлений в центре сферы без омических потерь, что может быть полезно для эффективного преобразования солнечной энергии [37, 38].

NIM обнаруживают и другие эффекты, как например захват радуги в NIM конической формы [39, 40]. Обширный потенциал NIM сред способствует росту интереса исследователей в области параметрического взаимодействия встречных волн, свойственного для них, как для активной компенсации омических потерь, так и в качестве параллельного процесса.

Существует отдельный класс метаматериалов, называемый гиперболические метаматериалы (Hyperbolic metamaterials, HMM) [41] – это оптические ультраанизотропные среды, имеющие отрицательный показатель преломления вдоль одной выделенной оси $n_{\parallel} < 0$ и положительный в ортогональном к оси направлении $n_{\perp} > 0$. Изочастотная поверхность такой среды имеет вид гиперboloида. HMM частично перекрывают возможности NIM. На основе HMM также может быть создана гиперлинза (подобие суперлинзы), обладающая разрешающей способностью, преодолевающей оптический предел [42]. Однако гиперлинза имеет ряд недостатков в сравнении с суперлинзой – она разрешает лишь конечный дискретный спектр волновых векторов одной поляризации. Нелинейные гиперболические материалы позволяют также реализовать параметрическое взаимодействие встречных волн – такие метаматериалы и их возможности были показаны в работах [43, 44]. В работах [45, 46] показано, что щелевой волновод из двух пластин HMM позволяет достичь высокой сосредоточенности электрического поля в щели, что приводит к увеличению эффективности параметрических процессов, если разместить в щели нелинейный материал. Кроме этого HMM позволяют создать сверхтонкие волноводы, толщиной относительно рабочей длины волны около $\lambda/50$ [47] и конструировать плотность состояний системы [48].

Следует отметить, что оптические метаматериалы охватывают гораздо большую область применения, а не только NIM и HMM. Вот лишь некоторые аспекты: они могут быть использованы в фотовольтаике [49], для обработки квантовой информации [50], или при аналоговой симуляции физических явлений [51]. В работе [52] экспериментально реализован широкополосный нанолазер на основе периодической структуры из золотых стержней. Также

Метаматериалы находят своё место в голографии. Так в работе [53] предлагается сверхтонкая трёхцветная голограмма, работающая в режиме прошедшего света, на основе метопер поверхности из перфорированных монослоёв серебра.

1.3 Параметрические процессы с участием электромагнитных (оптических) волн

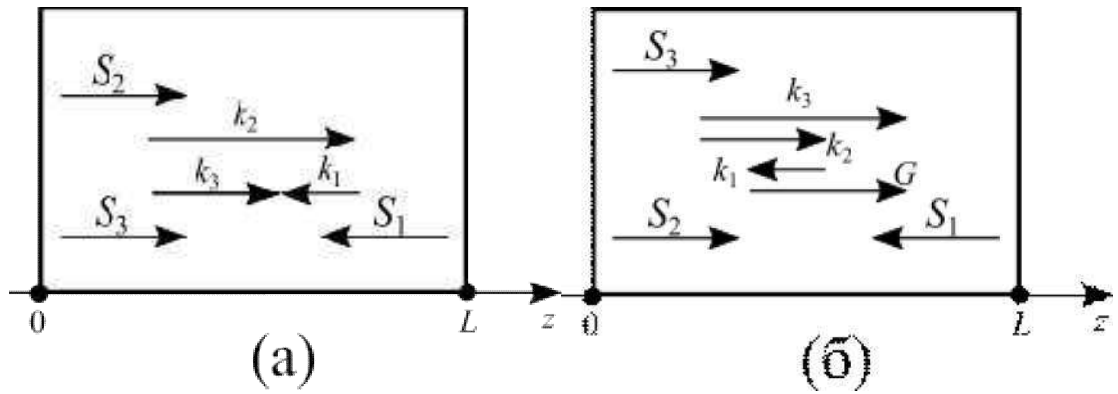
Важно заметить, что NIM не является единственной возможностью фазового согласования встречных волн в среде с частотной дисперсией. К числу явлений, благодаря которым такое взаимодействие возможно, можно отнести также: обратное вынужденное рассеяние Мандельштам-Бриллюена (ВРМБ) [11, 54–56], вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР) на фононах оптической ветви [57–59], квазисинхронизм в средах с пространственно периодической модуляцией нелинейной восприимчивости [60–73]. Необходимо отметить, что при взаимодействии встречных волн эффект аномального усиления (выше экспоненциального) может достигаться только при условии превышения параметрического усиления над потерями [10]. Последнее накладывает очень жесткие условия на радиационную стойкость материала и его нелинейность. Учитывая этот факт, рассмотрим подробно каждое из перечисленных явлений.

1.3.1 Вынужденное рассеяние Мандельштама-Бриллюена

На особенности взаимодействия встречных волн впервые обратил внимание Боборов Д. Л. [54] на примере вынужденного рассеяния Мандельштам-Бриллюена, выделив аномальное усиление не свойственное случаю сораспространяющихся волн. В дальнейшем эти идеи получили развитие в работах Харриса С. Е. [11, 74], в которых предлагалось создать беззеркальный параметрический генератор света с нулевыми граничными

значениями амплитуд волн на генерируемых частотах (сигнальная и холостая частоты).

В эффекте ВРМБ участвуют акустическая волна и две оптических. В качестве излучения накачки рассматривается оптическая волна с максимальной частотой ω_3 , в качестве сигнальной и холостой волн рассматриваются оптическое излучение ω_o и акустический фонon ω_a соответственно, при условии $\omega_3 = \omega_o + \omega_a$. Поскольку фазовая скорость фонона составляет величину порядка 10⁵ см/с, что на пять порядков меньше чем оптическая фазовая скорость, то условия фазового согласования может реализоваться в двух вариантах: $k_3 = k_o + k_a$ – рассеяние вперёд и $k_3 = -k_o + k_a$ – рассеяние назад (встречные волны). При этом частоты фононов ω_a значительно меньше чем частоты фотонов ω_o при рассеянии вперёд и назад отличаются друг от друга. Таким образом, при рассеянии назад ВРМБ может рассматриваться как параметрический процесс взаимодействия встречных волн, схема синхронизма для него приведена на рисунке 1.4а. Как отмечалось выше впервые на этот факт обратил внимание Бобров Д. Л., однако коэффициент затухания фонона в известных материалах значительно превышает коэффициент параметрического усиления и возрастание амплитуд фонона и фотона имеет экспоненциальный характер вдоль среды. В соответствии со сформулированным выше требованием эффект встречной волны в известных автору работах не наблюдался, несмотря на обширную библиографию (см. например [56]).



$k_{1,2,3}$ – волновые векторы волн, $S_{1,2,3}$ – соответствующие направления распространения энергии. (а) – схема синхронизма встречных волн в случае ВРМБ. (б) – схема синхронизма встречных волн, в условиях квазисинхронизма. G – вектор обратной решётки модуляции нелинейной восприимчивости.

Рисунок 1.4 — Схемы фазового согласования трёх волн

1.3.2 Вынужденное комбинационное рассеяние

Оптический фонон является единственным известным автору возбуждением с отрицательной дисперсией, встречающимся в природе. Таким образом, фазовое согласование встречных волн может быть достигнуто по схеме аналогичной, как в метаматериалах (сонаправленные волновые вектора и противоположенные групповые скорости), с той лишь разницей, что одной из взаимодействующих волн является оптический фонон. Такая схема теоретически возможна в случае вынужденного комбинационного рассеяния фотонов на оптических фононах.

Теоретическому исследованию возможности реализации режима встречных волн в ВКР посвящён цикл работ [57–59]. В этих работах было показано, что усиление выше экспоненциального при характерных параметрах известных кристаллов, может быть достигнуто при интенсивностях накачки порядка 10^{18} Вт/см², что делает невозможным экспериментальную проверку. Однако там же было показано, что при длительности импульса накачки меньшим чем время релаксации фонона 10^{-14} с этот режим может быть

реализован в кристаллах длиной порядка несколько сантиметров при интенсивности накачки порядка 10^{11} Вт/см².

1.3.3 Квазисинхронизм

Впервые электромагнитное параметрическое взаимодействие встречных волн наблюдалось в работе [12] в радиочастотной линии передач, в которой с помощью варакторов создавалась пространственная модуляция нелинейной ёмкости. Такой подход называется квазисинхронизмом. Вследствие того, что условия фазового синхронизма являются следствием закона сохранения импульса, они могут быть заменены другим выражением в случае, если в системе присутствует дополнительный "импульсный" вклад. Периодическая модуляция нелинейной восприимчивости среды обеспечивает этот дополнительный вклад, роль которого играет вектор обратной решётки модуляции G . Благодаря данному подходу, в принципе любой трёхволновой процесс, согласованный по частотам, может быть согласован по фазе по схеме $\vec{k}_3 \pm \vec{G} = \vec{k}_1 + \vec{k}_2$ (Рис. 1.4б).

Квазисинхронизм как подход для синхронизации параметрических процессов впервые был предложен в работе [75]. В дальнейшем эта идея получила развитие в ряде экспериментальных работ, с участием попутных волн в естественно выращенных кристаллах с квазипериодической модуляцией нелинейной восприимчивости [60–62], а также с искусственной переполаризацией нелинейной восприимчивости [63–65]. Так в работе [60] авторам удалось реализовать случайный квазисинхронизм для генерации удвоенной частоты фемтосекундных импульсов в область вакуумного ультрафиолета, в работе [61] получена эффективная перестраиваемая фемтосекундная фазовая синхронизация неколлинеарной генерации второй гармоники в рандомизированном нелинейном фотонном кристалле тетрабората стронция в диапазоне от 355–460 нм, в [62] показано, что нелинейные фотонные кристаллы тетрабората стронция являются привлекательной средой для кросс-

корреляционных измерений в глубоком и вакуумном ультрафиолете. В кристаллах с искусственной переполаризацией.

Следует отметить, что аномальное усиление встречных волн достигается за счёт того, что волны, распространяясь друг на встречу другу в среде, вступают в распределённую в пространстве положительную обратную связь. Важно различать генераторы с распределённой обратной связью, в которых обратная связь образуется за счёт интерферированного отражения в среде с периодически модулированным показателем преломления (Так называемый distributed feedback laser, DFB laser), от обсуждаемой здесь распределённой обратной связи, возникающей за счёт взаимодействия встречных волн. Интерферированное отражение в DFB лазерах обеспечивает высокую частотную селективность и соответственно одномодовый режим [76]. В работе [73] предложена концепция DFB лазера с согласованным взаимодействием встречных волн, таким образом, двойная распределённая обратная связь может способствовать большей частотной селективности и минитюаризации генератора.

1.4 Переходные процессы при параметрическом взаимодействии встречных волн

Однако помимо аномального усиления на малом участке среды процессы параметрического взаимодействия встречных волн несут с собой временные особенности изменения амплитуд генерируемых волн. Если сравнивать, то при взаимодействии волн распространяющихся в одном направлении время отклика параметров выходного излучения на изменения параметров входного излучения не превышает времени, за которое свет самой медленной из взаимодействующих волн проходит через рабочую среду. В случае взаимодействия встречных волн наблюдаются переходные процессы изменения характеристик выходного излучения с длительностью достигающей сотен проходов. Такие длительные процессы неизбежно будут влиять на работу

устройства основывающегося на параметрическом взаимодействии встречных волн в импульсном режиме и потому нуждаются в исследовании. Исследованию данных процессов посвящена данная диссертация.

Впервые на данную особенность обратил внимание А.С. Горшков при рассмотрении взаимодействия встречных радиоволн в нелинейной линии передач [12]. Он экспериментально наблюдал длительный переходной процесс изменения амплитуды сигнала на выходе и теоретически описал некоторые его особенности. Длительные переходные процессы свойственные для режима встречных волн были теоретически отмечены также при рассмотрении процесса комбинационного рассеяния света в кристаллах [77–79].

На примере волн в плазме было показано, что параметрическое взаимодействие трёх бегущих с разной скоростью в одном направлении импульсов также связано с длительными процессами [80]. Как будет показано в данной диссертации, это явление имеет прямое отношение к переходным процессам при взаимодействии встречных волн и является их частным случаем. В той же работе была показана взрывная динамика при взаимодействии с отрицательной волной. Отрицательная волна – это волна обладающая отрицательной энергией [81]. Амплитуда такой волны растёт по мере того как она передаёт энергию в ходе параметрического процесса. Взрывная динамика отрицательной волны характеризуется неограниченным нелинейным ростом амплитуды и связано с наличием положительной обратной связи между амплитудами генерируемых волн.

Следует различать отрицательные волны и волны, распространяющиеся с отрицательной дисперсией. Оба этих вида волн отличаются от обычных волн и друг от друга выбором знаков перед членами в укороченных уравнениях. Взрывная динамика отрицательных волн имеет мало общего с аномальным ростом при взаимодействии встречных волн в среде с отрицательной дисперсией.

В работах [82–85] было рассмотрено четырёхволновое параметрическое взаимодействие встречных магнитоэластичных волн. Кубическая нелинейность

[86] и фазовый синхронизм в данных работах предлагается реализовывать путём периодической модуляции квадратичной нелинейности. Здесь рассматривается возможность формирования и особенности солитонов, возникающих при четырехволновом взаимодействии встречных волн [87] и отличающихся взрывным ростом аналогичным взрывной динамике взаимодействия с отрицательной волной. Показана возможность каскадной генерации четвёртой гармоники, с использованием этих принципов [88]. В данной диссертации будут рассмотрены особенности переходных процессов при трёхволновом параметрическом смещении встречных волн, для которых не характерно возникновение солитонов [89].

Кроме монотонных изменений амплитуды во времени взаимодействие встречных волн может вызывать пульсацию генерируемой волны как периодическую так и хаотическую [69] периодическая пульсация может быть достигнута за счёт неточного фазового согласования, хаотическое расщепление импульса на мелкие пички обнаруживается в случае, когда усиление достаточно велико для быстрого преобразования накачки [89].

Стоит отметить, что обсуждаемые в данной диссертации временные особенности связаны только с пространственной нелокальностью отклика, обусловленной взаимодействием встречных волн. В то же время при взаимодействии встречных волн, например, в случае рассеяния Мандельштам-Брюллиена может проявляться временное поведение обусловленное временной нелокальностью отклика, то есть инерцией акустических колебаний [90].

Экспериментальное исследование изменения спектра импульса накачки, при трёхволновом смешивания встречных волн было произведено в периодически поляризованном КТР кристалле [91]. При этом было показано, что фазовая модуляция при взаимодействии встречных волн сохраняется. Благодаря модуляции спектра накачки, по провалу в спектре была определена временная задержка начала генерации или время переходного процесса.

Данная диссертация посвящена исследованию переходных процессов при параметрическом трёхволновом взаимодействии встречных волн в отсутствии дифракции и первом приближении дисперсии. В диссертации численными методами исследуются особенности переходных процессов при входе полубесконечных импульсов волн в среду, а также временные искажения конечных импульсов сигнала и накачки. Исследуется влияние на ход процесса воличины параметров усиления, потерь и фазового рассогласования.

2 Переходные процессы при параметрическом взаимодействии встречных волн в приближении заданной накачки

2.1 Введение

В данной диссертации для анализа переходных процессов параметрического взаимодействия встречных волн будет использоваться метод медленно меняющихся амплитуд [2, 6]. Необходимо отметить, что использование системы трёх уравнений в традиционной форме даёт адекватные результаты для случая попутных волн. При этом такие же адекватные результаты получаются для встречных волн при рассмотрении процессов вынужденного рассеяния Мандельштамма-Бриллюена и взаимодействие в условиях квазисинхронизма.

В данной главе описана система укороченных уравнений для встречных взаимодействующих волн. На основе этой системы в приближении заданной накачки решается нестационарная задача трёхволнового параметрического взаимодействия встречных полубесконечных волн. Выделяются части переходных процессов, обнаруживаемых при решении данной задачи, и исследуются их особенности.

2.3 Параметрическое взаимодействие волн с отрицательной дисперсией

Рассмотрим три волны с частотами ω_j и комплексными значениями волновых векторов $k_j = k'_j + ik''_j$ ($j = 1, 2, 3$), распространяющиеся и взаимодействующие в нелинейной среде вдоль оси z . Электрическое поле каждой из волн запишем как $E_j(z, t) = A_j(z, t)e^{i(\omega_j t - k_j z)}$, здесь A_j – амплитуда поля. Будем считать, что частоты взаимодействующих волн удовлетворяют условию сохранения энергии $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$, что необходимо для протекания

параметрического процесса. Кроме этого будем использовать приближение медленно меняющихся амплитуд, отбрасывая все вторые производные по амплитуде. Также положим, что выполняются условия Клеймана, согласно которым нелинейные восприимчивости одинаковы для всех частот $\chi_j^{(2)} = \chi^{(2)}$.

Тогда по аналогии с [55] система уравнений для амплитуд волн запишется в виде:

$$\begin{cases} \frac{\partial A_1(z,t)}{\partial z} + \frac{1}{v_1} \frac{\partial A_1(z,t)}{\partial t} = -i \frac{2\pi}{n} \omega_1 \chi^{(2)} A_3 A_2^* e^{-i\Delta k z + (k_3'' - k_1'' + k_2'')z} \\ \frac{\partial A_2(z,t)}{\partial z} + \frac{1}{v_2} \frac{\partial A_2(z,t)}{\partial t} = -i \frac{2\pi}{n} \omega_2 \chi^{(2)} A_3 A_1^* e^{-i\Delta k z + (k_3'' - k_1'' + k_2'')z} \\ \frac{\partial A_3(z,t)}{\partial z} + \frac{1}{v_3} \frac{\partial A_3(z,t)}{\partial t} = -i \frac{2\pi}{n} \omega_3 \chi^{(2)} A_1 A_2 e^{-i\Delta k z + (k_3'' - k_1'' + k_2'')z} \end{cases}, \quad (2.1)$$

где $\Delta k = k_3' - k_1' - k_2'$ – величина фазового рассогласования;

v_j – групповые скорости.

Воспользуемся нормировкой $a_j = \omega_j^{1/2} \varepsilon_j^{1/4} \mu_j^{-1/4} A_j e^{k_j^* z}$ и введём обозначения

$K = \chi^{(2)} 8\pi^{-1} (\mu_1 \mu_2 \mu_3)^{1/4} (\varepsilon_1 \varepsilon_2 \varepsilon_3)^{-1/4} (\omega_1 \omega_2 \omega_3)^{-1/2}$ – коэффициент связи;

$\alpha_j = -2k_j'' \omega_j^{-1/2} \varepsilon_j^{-1/4} \mu_j^{1/4}$ – показатель поглощения среды на частоте ω_j . Тогда система переписывается следующим образом:

$$\begin{cases} \frac{\partial a_1(z,t)}{\partial z} + \frac{1}{v_1} \frac{\partial a_1(z,t)}{\partial t} = \pm [iK a_3 a_2^* e^{-i\Delta k z} + a_1 \alpha_1 / 2] \\ \frac{\partial a_2(z,t)}{\partial z} + \frac{1}{v_2} \frac{\partial a_2(z,t)}{\partial t} = \pm [iK a_3 a_1^* e^{-i\Delta k z} + a_2 \alpha_2 / 2] \\ \frac{\partial a_3(z,t)}{\partial z} + \frac{1}{v_3} \frac{\partial a_3(z,t)}{\partial t} = \pm [iK a_1 a_2 e^{-i\Delta k z} + a_3 \alpha_3 / 2] \end{cases} \quad (2.2)$$

Система (2.2) имеет универсальный характер и может применяться для рассмотрения взаимодействия встречных или попутных волн любой природы.

Выбор знака правой части уравнений системы (2.2) определяет выбор направления распространения волны. Для волны распространяющейся в положительном направлении оси z следует выбирать знак “+”, для отрицательного направления знак “-”.

Следует также заметить, что при рассмотрении ограниченной одномерной оптической среды с использованием данных уравнений, граничные условия каждой из волн следует задавать на той границе среды, которая соответствует их направлению распространения. Так для волн с положительным направлением граничные условия задаются на левой границе среды (со стороны меньших z), для отрицательного направления – на правой (со стороны больших z).

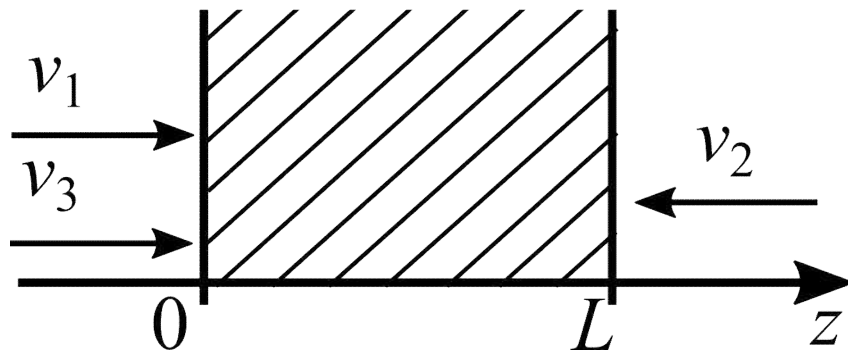


Рисунок 2.1 — Схема распространения взаимодействующих волн относительно среды

Эта система является основой для всех дальнейших исследований представленных в данной диссертации. При этом будет рассматриваться трёхволновой распад накачки с частотой ω_3 сопровождающийся усилением холостой и сигнальной волн на частотах ω_1 и ω_2 соответственно. Холостую волну ω_1 полагаем распространяющейся в отрицательном направлении $v_1 < 0$, накачка ω_3 и сигнал ω_2 распространяются в положительную сторону $v_2, v_3 > 0$.

Везде будем рассматривать ограниченную нелинейную среду длиной L , в которой происходит взаимодействие волн (Рис. 2.1).

2.4 Модель взаимодействия встроных волн в приближении заданного поля (линейное приближение)

В ходе данной главы будем использовать приближение постоянной накачки, которое подразумевает, что величина поля накачки в рассматриваемой задаче значительно превосходит поля генерируемых волн $a_3 \gg a_1, a_2$. Таким образом, первое слагаемое в правой части уравнения (2.2) становится пренебрежимо малым. Кроме этого будем считать, что в среде отсутствуют потери на частоте накачки $\alpha_3 = 0$. Тогда система уравнений переписется следующим образом:

$$\begin{cases} \frac{\partial a_1(z,t)}{\partial z} + \frac{1}{v_1} \frac{\partial a_1(z,t)}{\partial t} = -iKa_3 a_2^* e^{-i\Delta kz} - a_1 \alpha_1 / 2 \\ \frac{\partial a_2(z,t)}{\partial z} + \frac{1}{v_2} \frac{\partial a_2(z,t)}{\partial t} = iKa_3 a_1^* e^{-i\Delta kz} + a_2 \alpha_2 / 2 \\ \frac{\partial a_3(z,t)}{\partial z} + \frac{1}{v_3} \frac{\partial a_3(z,t)}{\partial t} = 0 \end{cases} \quad (2.3)$$

При исследовании временного поведения, какой либо системы, в первую очередь представляет интерес отклик системы на стационарное, не изменяющееся во времени, воздействие. Однако решение нестационарной задачи подразумевает также нестационарные начальные условия, которые начинают действовать в какой-то момент времени. Поэтому в этой главе рассмотрим квазистационарную задачу – отклик среды на полубесконечный импульс. Другими словами здесь будет рассмотрено, как включается параметрический процесс в момент включения внешнего поля, подразумевая что резкий фронт внешнего поля появляется на границе среды и быстро её заполняет (с групповой скоростью v), ожидаем обнаружить немгновенное включение системы (переходной процесс гораздо более длительный чем распространение фронта через среду).

Под включением системы будем понимать её переход в динамическое равновесие, когда значение полей на выходе из среды соответствует стационарному решению.

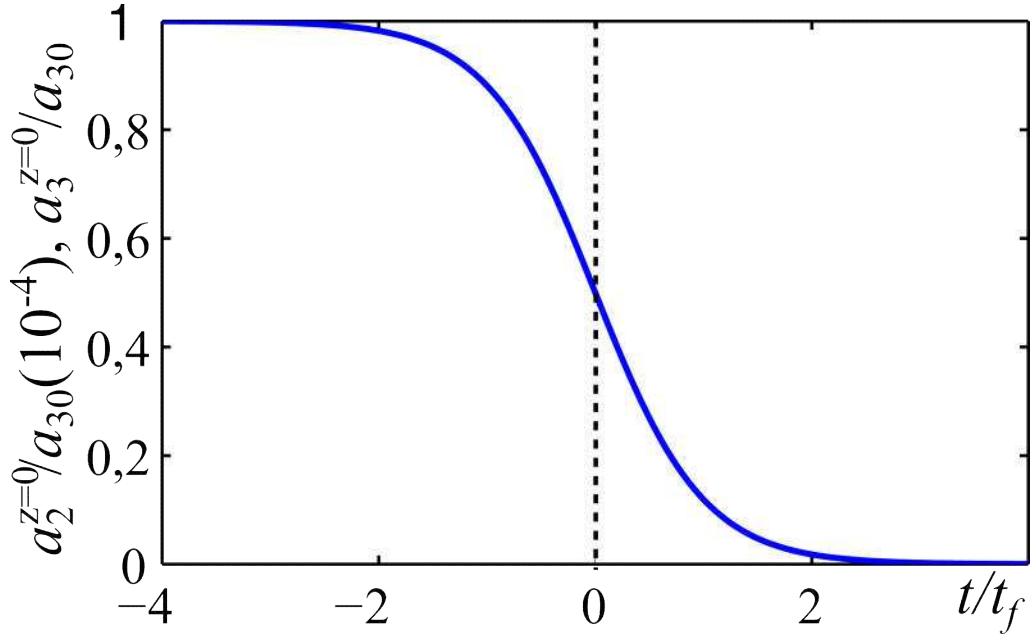


Рисунок 2.2 — Профиль амплитуды полубесконечного импульса, входящего в среду задаваемого выражением $a^{z=0} = a_0 / 2(2 - \tanh(t/t_f))$. По оси абсцисс отложено время, нормированное на характерную ширину ступеньки t_f . По оси ординат отложена амплитуда поля сигнала на входе в среду $a_2^{z=0}$ и поля накачки на входе в среду $a_3^{z=0}$ в зависимости от выбора режима.

Рассмотрим два возможных вида граничных условий:

Во-первых будет рассмотрена модель параметрического усилителя: через среду непрерывно подаётся накачка $a_3^{z=0} = a_{30}$; в среду входит полубесконечный слабый импульс сигнала в виде ступеньки $a_2^{z=0} = a_{20} / 2(2 - \tanh(t/t_f))$ (Рисунок 2.2); $t_f = 0,05L/v$ — крутизна фронта импульса; $v = -v_1 = v_2 = v_3$ — групповые скорости волн полагаем равными; уровень сигнала $a_{20}/a_{30} = 10^{-4}$; холостая волна в среде изначально отстает $a_1^{z=L} = 0$; момент времени $t = 0$ соответствует прохождению центра волнового фронта, входящего в среду, через границу среды.

Во-вторых рассмотрим модель параметрического генератора, симметричную первой задаче: через среду непрерывно подаётся сигнал $a_2^{z=0} = a_{20}$; в среду входит полубесконечный импульс накачки в виде ступеньки (Рисунок 2.2) $a_3^{z=0} = a_{30}/2(2 - \tanh(t/t_f))$; $t_f = 0,05L/v$; $v = -v_1 = v_2 = v_3$; $a_{20}/a_{30} = 10^{-4}$; $a_1^{z=L} = 0$.

2.5 Результаты численного моделирования временного моделирования амплитуд

Задача решалась методами численного моделирования с использованием программных пакетов MATLAB и COMSOL. На Рис 2.3 сплошной линией показана зависимость нормированной интенсивности сигнала на выходе из среды $T_2 = |a_2^{z=L}/a_{20}|^2$ от нормированного времени в режиме усилителя, полученная при разных значениях параметров усиления $a_{30}KL$. Для наглядности время здесь нормировано на время группового запаздывания $\Delta t = L/v$ – время за которое волновой фронт распространяется через среду.

В случае решения задачи взаимодействия сораспространяющихся волн ($v_1 = +v, a_1^{z=0} = 0$) достигается относительно небольшое усиление сигнала – этому случаю, с амплитудой умноженной в 2000 раз, на графике соответствует пунктирная линия. Случай встречных волн при тех же значениях параметров $a_{30}KL = 0,996\pi/2$ (серые круги) связан с гораздо большим усилением ($2,4 \times 10^4$ раза против 1,2 раза). Такое отличие характерно для взаимодействия встречных волн [21].

Продолжая сравнивать эти два случая, можно заметить ещё одно яркое отличие: время, за которое система переходит в стационарный режим в задаче сораспространяющихся волн намного короче чем в задаче встречных волн - Δt против сотен Δt . Таким образом, в случае взаимодействия встречных волн наблюдается ярко выраженный переходной процесс изменения амплитуды

сигнала на выходе из среды, имеющий аномальную длительностью $\tau \gg \Delta t$, который наблюдался также в работе [77].

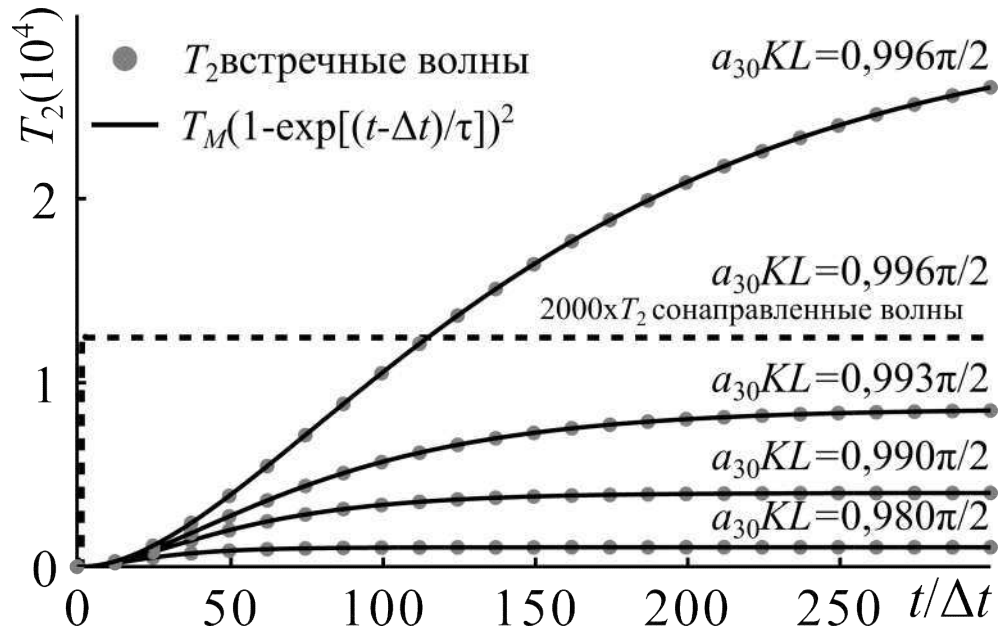


Рисунок 2.3 — Временная зависимость коэффициента усиления T_2 переходного процесса взаимодействия встречных волн в режиме усилителя (серые круги), соответствующие им аппроксимации $T_2 = T_M(1 - e^{-(t-t_c)/\tau})^2$ (сплошные линии) и сораспространяющихся волн со значениями, увеличенными в 2000 раз (пунктирная линия), при разных значениях параметров усиления $a_{30}KL$

Более подробный анализ кривых приведённых на рисунке 2.3 даётся далее. Несмотря на то, что в рассматриваемых здесь случаях достигается достаточно большое усиление $T_2 \approx 2,4 \cdot 10^4$, приближение заданного поля остаётся справедливым так как интенсивность усиленного сигнала на 4 порядка меньше интенсивности накачки. Нужно однако помнить, что поля накачки всё же изменяется. Это может играть большую роль при больших полях. Временные изменения амплитуды накачки и их влияние будут исследованы в следующей главе.

2.5.1 Отличие во временном поведении холостой и сигнальной волны на выходе из среды

Временное поведение амплитуды холостой волны имеет такой же вид, однако имеются незначительные отличия на раннем этапе процесса (Рисунок 2.4), которые становятся незначительными уже к моменту времени $t = 2\Delta t$ [95].

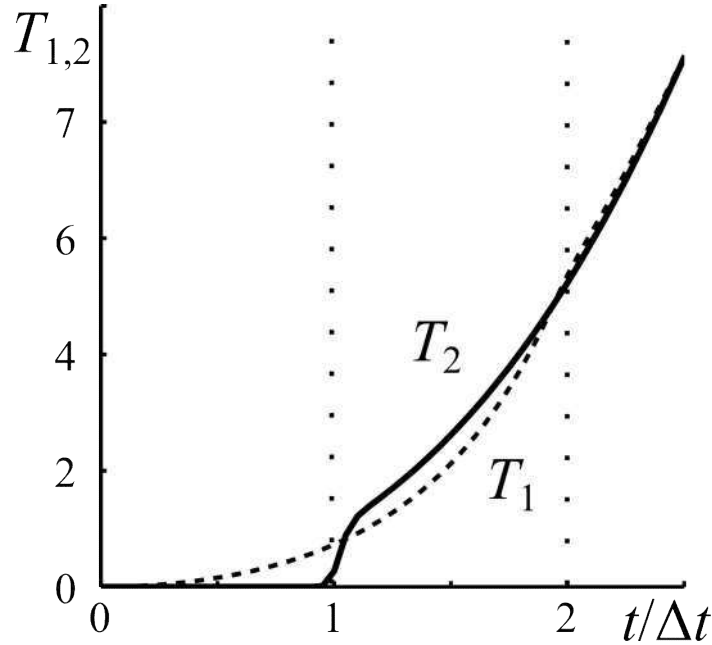


Рисунок 2.4 — Временная зависимость коэффициента усиления переходного процесса взаимодействия встречных волн. Сигнальной волны $T_2 = \left| a_2^{z=L} / a_{20} \right|^2$ (сплошная линия) и холостой встречной волны $T_1 = \left| a_2^{z=0} / a_{20} \right|^2$ (пунктирная линия) в режиме усиления на раннем этапе времени при $a_{30}KL = 0,984\pi / 2$

Отличие в поведении холостой и сигнальной волны на первом этапе времени легко объяснить. Параметрический процесс включается в среде, только когда в ней появляется сигнальная волна – она входит в среду в точке $z = 0$. Тогда вблизи точки $z = 0$ в среде начинается активная генерация холостой волны, которая распространяется в отрицательном направлении оси z , и точка $z = 0$ является для неё точкой выхода. Таким образом, холостая волна появляется на выходе фактически сразу в момент вхождения сигнала в среду (в момент времени $t = 0$), и функция коэффициента усиления $T_1 = \left| a_2^{z=0} / a_{20} \right|^2$ начинает расти с момента времени $t = 0$. С другой стороны сигнальная волна распространяется в положительном направлении, и точкой выхода для неё является другой конец

среды $z = L$. Сигнальная волна появляется на соответствующем ей выходе из среды не раньше чем пересечёт пространство среды со своей групповой скоростью – это время $t = \Delta t = L/v$ – только с этого момента на графике наблюдается рост функции $T_2 = |a_2^{z=L} / a_{20}|^2$. Таким образом, в момент $t = \Delta t$ обе генерируемые волны ассиметрично выходят из двух разных концов среды. Эти волны усиливают генерацию друг друга и ассиметрия в величинах этих волн порождает ассиметрию в их связи: большая по амплитуде волна способствует скорейшей генерации меньшей волны. Ассиметрия в связи способствует выравниванию амплитуд волн, однако распространение усиленной волны требует времени. В первом приближении время, которое необходимо для распространения изменений, порождённых ассиметричностью амплитуд на концах среды, от одного конца среды до другого равно времени распространения волны Δt .

Таким образом, амплитуды будут совпадать после того как выполнятся два условия: сигнальная выйдет из среды; изменения, порождённые ассиметрией амплитуд на концах среды, распространятся от одного конца до другого. Выполнение каждого из условий занимает промежуток времени равный времени группового запаздывания Δt – в первом приближении генерируемые волны должны совпадать после момента времени $t = 2\Delta t$, что согласуется с полученным результатом в 2.5.2.

Отличие во временном поведении усиленной волны в зависимости от выбора режима. На ранний этап процесса также влияет выбор граничных условий (режим усилителя и режим генератора), разница показана на рисунке 2.5 почти сразу после момента времени $t = \Delta t$ линии, отвечающие этим режимам, сливаются в одну.

Такое явление происходит потому, что накачка и сигнал распространяются в обоих случаях в одном направлении с одной групповой скоростью. Процесс происходит только в тех точках среды в которых присутствуют колебания хотя бы двух волн. Пока одна волна распространяется в среде где присутствует только одна другая волна – процесс запускается

только в точках, пересекаемых распространяющимся фронтом. Не важна какая именно волна включает процесс, накачка в среде с сигнальной волной или сигнал в среде с накачкой, условия на распространяющемся фронте будут одинаковыми.



Рисунок 2.5 — Временная зависимость коэффициента усиления T_2 переходного процесса взаимодействия встречных волн в режиме генератора (сплошная линия) и в режиме усиления (пунктирная линия) на раннем этапе времени при $a_{30}KL = 0,984\pi/2$

Поэтому к моменту, когда распространяющаяся ("включающая") волна пересечёт среду $t = \Delta t$ в среде образуется одинаковое для обоих режимов распределение интенсивности волн.

2.5.3 Структура переходного процесса

Таким образом, процесс можно условно разделить на два этапа: ранний этап $t < 2\Delta t$, на котором поведение амплитуды отличается для генерируемых волн и зависит от выбора режима; поздний этап $t > 2\Delta t$.

Так как на ход процесса на позднем этапе не влияет выбор наблюдаемой волны и выбор режима, далее везде будет рассматриваться только режим усилителя на примере сигнальной волны.

2.5.4. Аппроксимация позднего этапа процесса

Разделение этапов на ранний и поздний имеет значение ещё и потому, что поведение амплитуды на позднем этапе хорошо аппроксимируется зависимостью вида [95]:

$$a_1^{z=0}, a_2^{z=L} = a_M (1 - e^{-(t-t_c)/\tau}) \quad (2.3)$$

, где a_M , t_c и τ – параметры аппроксимации.

Согласие этой формулы с численными результатами показано на рис 2.3 (коэффициент усиления пропорционален квадрату амплитуды $T_2 \sim a_2^2$). Формула (2.3) является характерной для линейных переходных процессов, хорошо изученных в радиотехнике, например процесс зарядки конденсатора. Эта особенность позволяет использовать накопленный в радиотехнике опыт изучения переходных процессов для изучения временных особенностей, возникающих при параметрическом взаимодействии встречных волн, и даёт критерий для определения времени переходного процесса.

Время переходного процесса или постоянную времени τ будем определять из формулы (2.3) как время, за которое амплитуда сигнала достигнет значения составляющее долю $(1 - e^{-1})$ от установившегося уровня сигнала a_M .

2.5.5 Влияние соотношения групповых скоростей на характеристики переходного процесса

Величина $\Delta t = L/v$ введена для случая равных групповых скоростей $-v_1 = v_2 = v_3$ — такое предположение значительно упрощает задачу. Однако реальные оптические среды обладают дисперсией, по этому важно рассмотреть, как изменение соотношения групповых скоростей будет влиять на ход процесса. Для определённости в данном разделе будем нормировать все групповые скорости и время на скорость накачки $\Delta t = L/v_3$. На рисунке 2.6 можно видеть зависимости $T_2(t)$ на раннем этапе полученные в режиме усилителя при разных групповых скоростях. В одном случае (Рисунок. 2.6а) варьировалась скорость волны сигнала v_2 во втором случае (Рисунок 2.6б) изменялась скорость холостой волны v_1 .

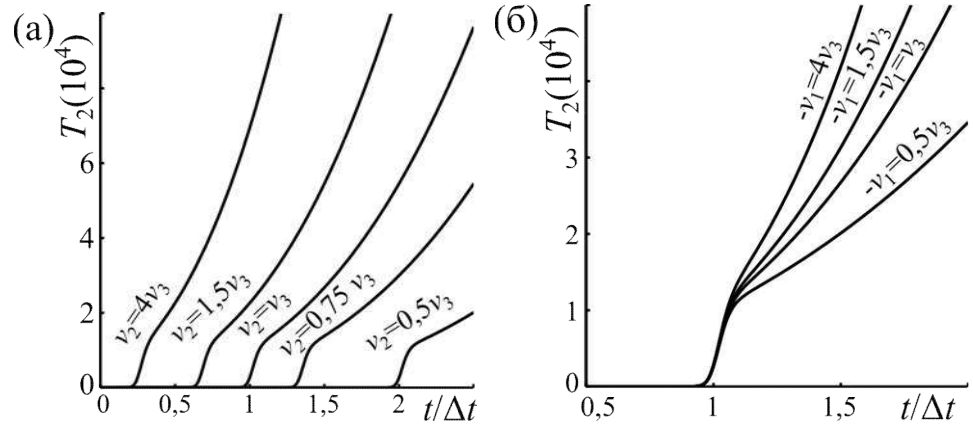


Рисунок 2.6 — Временная зависимость коэффициента усиления $T_2(t)$ на раннем этапе времени при разных групповых скоростях. $a_{30}KL = 0,996\pi/2$. (а) — $v_1 = v_3$. (б) — $v_2 = v_3$

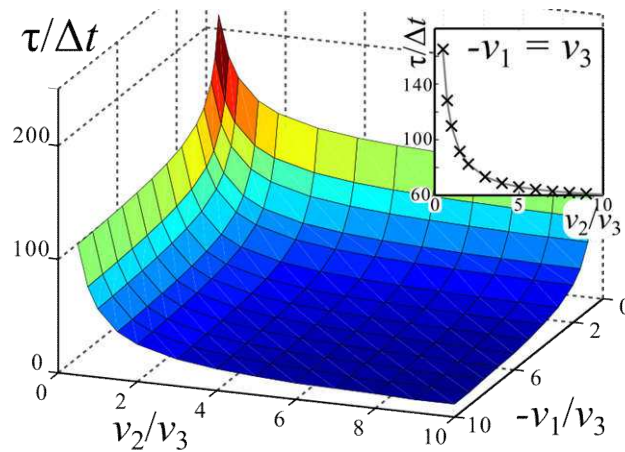


Рисунок 2.7 — Зависимость времени переходного процесса от групповых скоростей $\tau(v_1, v_2)$ при $a_{30}KL = 0,996\pi/2$. На врезке показан срез основного графика для $v_1 = v_3$

Из рисунка 2.6а видно, что время первого этапа увеличивается с уменьшением групповой скорости сигнала. Здесь прослеживается очевидная линейная зависимость: уменьшение групповой скорости в два раза в два раза увеличивает время, за которое фронт сигнала пройдёт через среду. Во втором случае (рисунок 2.6б) скорость встречной волны не влияет на время появления сигнала на выходе из среды. Однако на обоих рисунках видно, что увеличение скорости влияет на крутизну дальнейшего роста сигнала на выходе из среды со временем.

Расчёты показали, что изменение групповых скоростей влияет на постоянную времени τ . На рисунке 2.7 отображена соответствующая зависимость $\tau(v_1, v_2)$. Из графика можно видеть, что постоянная времени линейно зависит от групповых скоростей $\tau = \tau_0/(v_1 v_2)$. Увеличение любой скорости в два раза приводит к ускорению процесса в два раза. Полная остановка любой из волн $v \rightarrow 0$ приводит к остановке процессов $\tau \rightarrow \infty$.

2.5.6 Зависимость постоянной времени от параметров усиления

В первую очередь было исследовано как постоянная времени зависит от усиления. Из рисунка 2.3 хорошо видно, что постоянная времени процесса τ растёт с ростом параметров усиления $a_{30}KL$. Вид функции $\tau(a_{30}KL)$ был получен с на основе определения параметров аппроксимации большого количества зависимостей $T_2(t)$ – результаты отображены на рисунке 2.8 серыми точками.

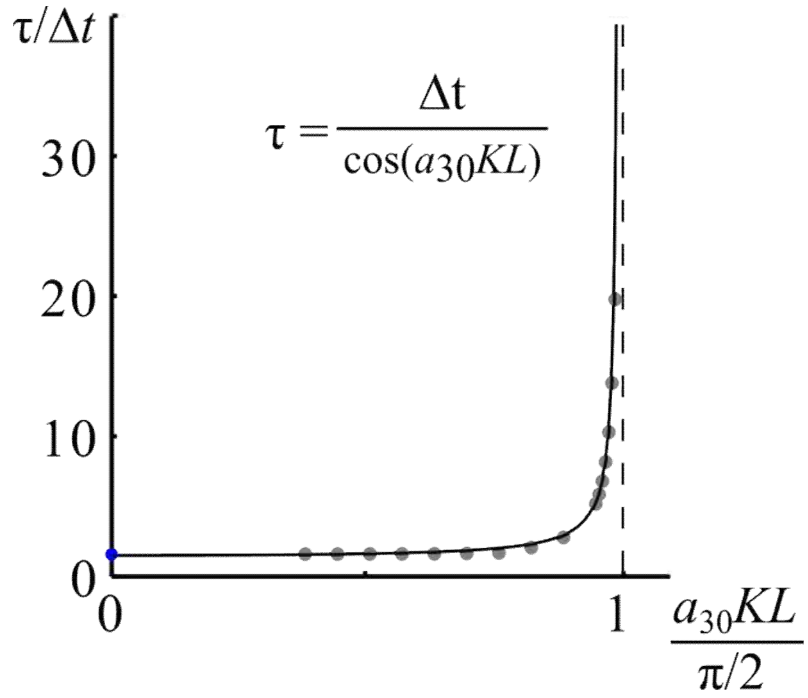


Рисунок 2.8 — Зависимость $\tau(a_{30}KL)$ в области $a_{30}KL < \pi/2$. Результаты численного моделирования (серые круги) и аппроксимация (сплошная линия)

Полученные точки, как оказалось, хорошо аппроксимируются выражением вида [1]:

$$\tau = \Delta t / \cos(a_{30}KL), \quad (2.4)$$

что означает асимптотически неограниченный рост длительности вблизи значений $a_{30}KL = \pi/2$. Здесь стоит отметить, что амплитудная зависимость также имеет вид [9].

$$a_M = a_{20} / \cos(a_{30}KL). \quad (2.5)$$

В обеих формулах неограниченный рост можно объяснить пространственно временной обратной связью: сгенерированная в каждой точке встречная холостая волна сопровождает генерацию во второй точке сигнальной волны, которая в свою очередь участвует в генерации в первой точке. В случае, если в такой системе существует подпитываемый динамический баланс,

имеющий достаточную продолжительность – возникает положительная обратная связь.

Симметрию между временной и амплитудной зависимостью можно объяснить тем, что большее усиление в системе достигается именно за счёт более длительного параметрического блуждания фотонов в среде и наоборот большое усиление обеспечивает длительное блуждание – таким образом, существует положительная обратная связь между временным и энергетическим аспектом процесса.

Кроме этого неограниченный рост амплитудного процесса указывает на границу приближения заданной накачки. Фактически эта граница немного меньше чем $\pi/2$, однако, как будет показано в следующей главе, она проходит очень близко к асимптоте $(a_{30}KL)_{th} = \pi/2$ – благодаря чему это значение можно считать пороговым.

2.5.7 Влияние потерь на характеристики переходного процесса

Рассмотрим задачу усилителя встречных волн, который на этот раз обладает не нулевыми потерями $\alpha_{1,2} \neq 0$. В приближении заданного поля потери накачки будем считать пренебрежимыми $\alpha_3 = 0$.

Сперва следует отметить, что результаты полученные путём численного моделирования показали, что в целом постоянная времени процессов падает с ростом поглощения. Это можно видеть из сравнения кривых на рис [2.9](#).

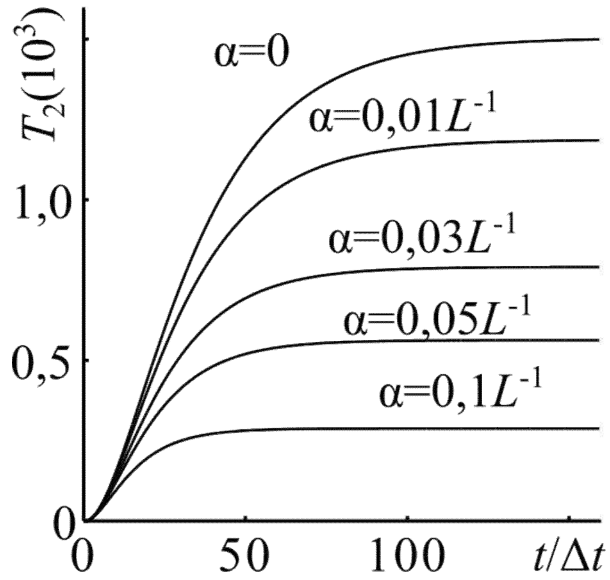


Рисунок 2.9 — Временная зависимость T_2 при разных значениях индексов потерь

$$\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha, \alpha_3 = 0. a_{30}KL = 0,984\pi/2$$

Стационарное решение этой задачи было получено в работе [10]:

$$\frac{a_2^{z=L}}{a_{20}} = \frac{e^{(\alpha_1 - \alpha_2)L/2}}{\cos(RL) + \sin(RL)(\alpha_1 + \alpha_2)/4R} \quad (2.6)$$

$$R = \sqrt{(Ka_{30})^2 - (\alpha_1 + \alpha_2)^2/16}$$

В отсутствии поглощения величина $a_2^{z=L}/a_{20}$ в выражении (2.6) обращается в (2.5). Тот факт, что формулы (2.4) и (2.5) имеют общую асимптоту наводит на мысль, что благодаря выражению (2.6) можно определить асимптоту для зависимости τ ($a_{30}KL$) в условиях среды с потерями. Положение асимтоты можно найти из условия, что знаменатель в этой точке обращается в ноль (числитель здесь всегда положительный):

$$\cos(RL) + \sin(RL)(\alpha_1 + \alpha_2)/4R = 0$$

Откуда получаем:

$$-4R/(\alpha_1 + \alpha_2) = \tan(RL) \quad (2.7)$$

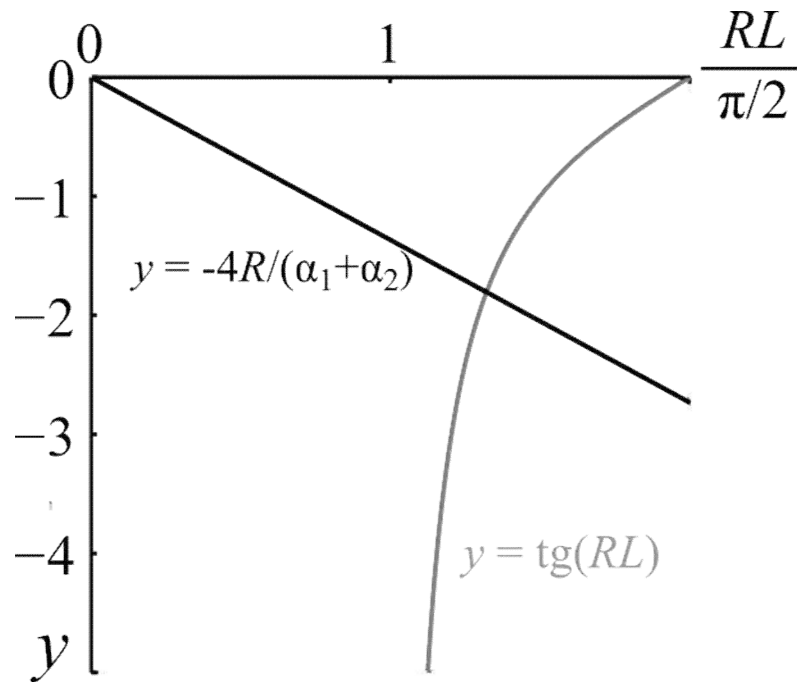


Рисунок 2.10 — Схема графического решения уравнения (2.7) для нахождения значения R соответствующего положению асимптоты коэффициента усиления сигнала

Значение R , удовлетворяющее этому условию, при определённых значениях $\alpha_{1,2}$ и L можно найти графическим методом из рисунка 2.10 – оно будет соответствовать точке пересечения линий на рисунке. Так как и из рисунка видно, что эти две линии всегда найдут точку пересечения для любых значений $\alpha_{1,2} > 0$ и $L > 0$.

На рис 2.11 серыми кругами показана зависимость $(a_{30}KL)$ при $\alpha_1 = \alpha_2 = 2,3L^{-1}$, $\alpha_3 = 0$, полученная в результате численного решения системы (2.21).

Определённое из выражения (2.6) положение асимтоты составляет $(a_{30}KL)_{th} \approx 1,5111\pi/2$ и проведена на рисунке пунктирной линией. график показывает хорошее согласие численного результата с аналитическим походом. Для примера на графике продублированы также результаты рисунка 2.8, что позволяет увидеть, что поглощение в целом смещает положение асимтоты / порога приближения заданной накачки в область больших значений параметров

усиления. Это легко объясняется тем, что при наличии поглощения достижение такого же результата требует от системы большей эффективности усиления.

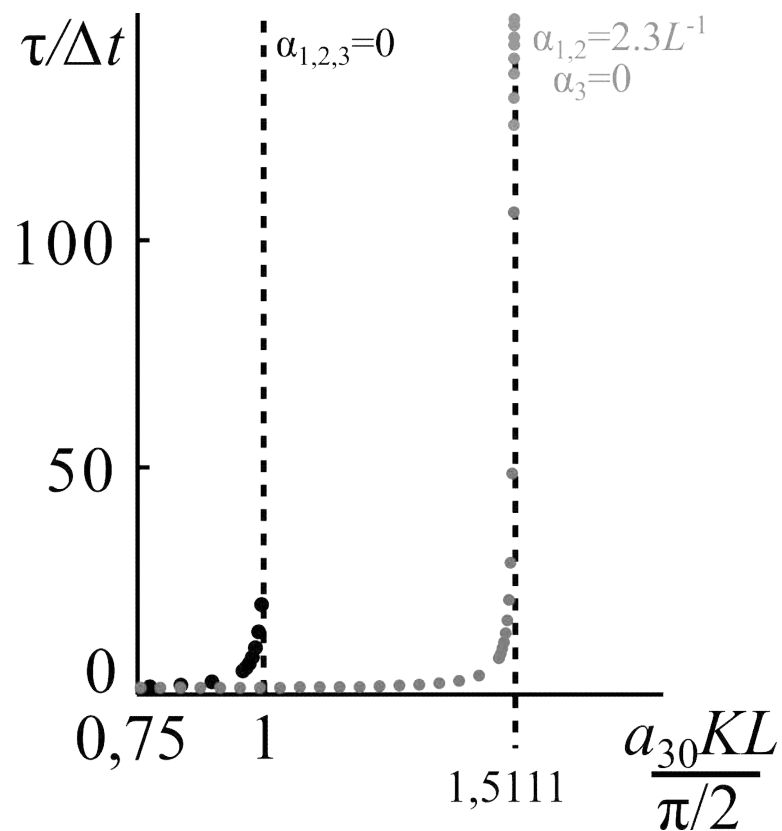


Рисунок 2.11 — Полученная в результате численного моделирования зависимость постоянной времени переходного процесса τ от параметров усиления $a_{30}KL$ в области применимости приближения заданной накачки. При значениях индексов потерь $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha_3 = 0$ – черные круги. При $\alpha_1 = \alpha_2 = 2,3$, $\alpha_3 = 0$ – серые круги. Пунктирными линиями обозначены положения асимптот рассчитанные аналитически

В отсутствии поглощения величина R обращается в K , наличие поглощение уменьшает R . Другими словами R играет роль эффективного значения коэффициента связывания K .

2.5.8 Характеристики переходного процесса в условиях фазового рассогласования

Факт отсутствия или наличия фазового согласования также сказывается на характере переходного процесса. Важно проследить эту особенность, так как любое устройство не идеально, и в следствии флуктуаций каких-либо параметров синхронизм может нарушаться. Важно увидеть насколько велики эти нарушения, особенно в в таком процессе как параметрическое взаимодействие встречных волн, в которых положительная обратная связь особенно глубокая.

Для исследования этого вопроса методами численного моделирования была рассмотрена задача параметрического усилителя встречных волн (2.2) при разных значениях действительной величины фазового рассогласования $\Delta k = k'_3 - k'_1 - k'_2$.

На рисунке 2.12 показаны полученные временные зависимости усиления T_2 . Сравнивая графики можно видеть, что с увеличением Δk уровень итогового стационарного сигнала T_M падает. При этом скорость его роста не изменяется, и появляются затухающие осцилляции нормированной амплитуды. Их период линейно связан с величиной рассогласования $T_{os} \approx 1/\Delta k$. Согласно выбранному ранее формальному критерию оценки, время переходного процесса растёт с ростом Δk . Однако такой критерий оценки хорошо подходит лишь для описания монотонных переходных процессов. В случае фазового рассогласования время установления стационарного режима фактически увеличивается за счёт осцилляции. Как видно из графика стационарный режим устанавливается приблизительно за одно и то же время при различных значениях Δk .

Несмотря на то, что увеличение индекса потерь α и увеличение величины фазового рассогласования Δk , и то и другое, приводит к уменьшению уровня установившегося сигнала, изменения Δk не влекут за собой изменений порогового значения $(a_{30}KL)_{th}$ в отличии от изменений параметра α .

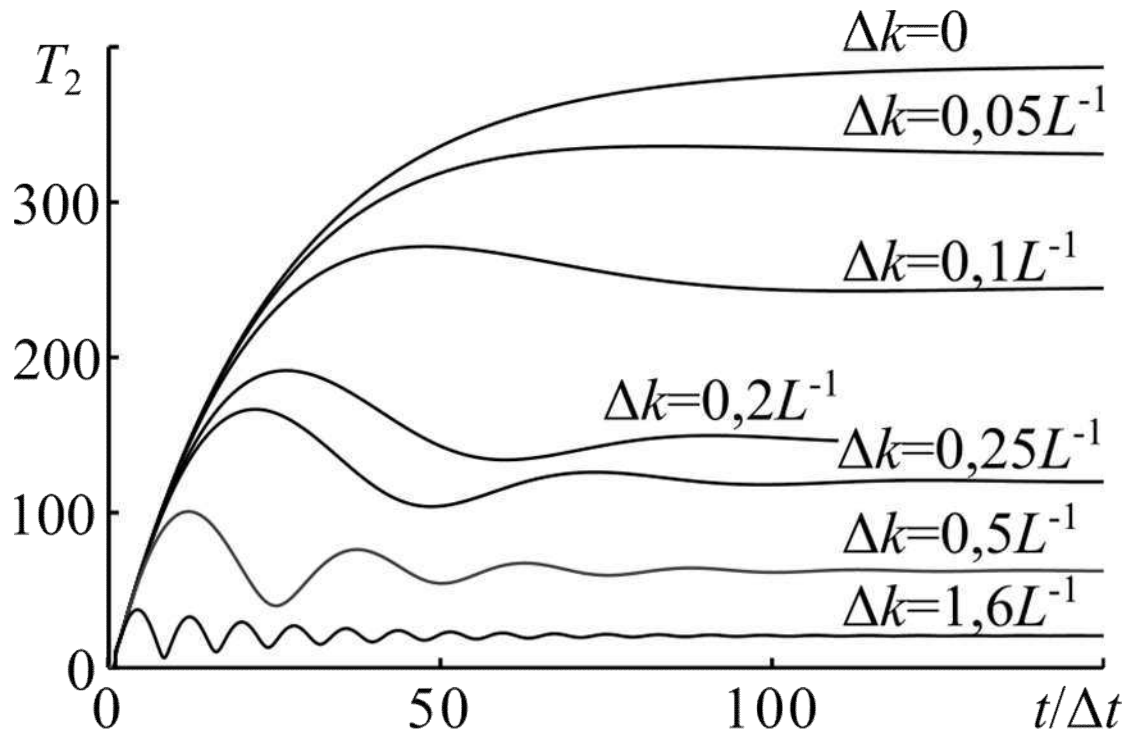


Рисунок 2.12 — Временная зависимость T_2 при разных значениях величины фазового рассогласования Δk . $a_{30}KL = 0,984\pi/2$

2.6 Выводы

В данной главе рассматривалась модель параметрического взаимодействия встречных волн. Численными методами была решена система нестационарных укороченных уравнений для параметрического трёхволнового смешения встречных волн в одномерной среде в приближении заданного поля накачки.

1) на основе полученных данных, было показано, что переходной изменения амплитуды волны на выходе из среды можно разделить на два этапа: ранний этап, составляющий промежуток времени, за который фронт волны проходит через среду два раза; и поздний этап, который полностью совпадает для обеих генерируемых волн;

2) было показано, что время переходного процесса обратно линейно связано с величинами групповых скоростей взаимодействующих волн;

3) была получена аппроксимирующая зависимость позднего этапа переходного процесса, имеющая форму характерную для линейных переходных процессов радиотехники;

4) была получена аппроксимирующая зависимость для постоянной времени позднего этапа переходного процесса от параметров усиления в приближении заданного поля накачки, асимптотически растущая вблизи границы области применения приближения заданного поля;

5) показано, что наличие потерь генерируемых волн приводит к смещению положения границы области применения приближения заданного поля в сторону больших значений параметров усиления. При этом наличие потерь не влияет на общий характер процесса. Показано, что положение границы области применения приближения заданного поля в условиях потерь генерируемых волн может быть определено из формулы стационарного решения;

6) время переходного процесса с ростом фазового согласования не меняются, однако характер процесса изменяется существенно за счёт появления осцилляций, амплитуда и частота которых определяется величиной фазового рассогласования.

3 Параметрическое взаимодействие встречных волн в условиях истощения накачки

В данной главе анализируются результаты, полученные методами численного моделирования, параметрического взаимодействия встречных волн в условиях истощения накачки в квазистационарных условиях. Рассматривается как изменяется переходной процесс установления амплитуды выходного сигнала в области существенного истощения накачки. Также исследуются особенности влияния потерь и фазового рассогласования на ход процесса в этой области.

3.1 Модель нелинейного параметрического взаимодействия

В данной главе будем рассматривать задачу параметрического взаимодействия трёх волн в одномерной нелинейной среде длиной L . Холостую волну ω_1 полагаем распространяющейся в отрицательном направлении $v_1 < 0$, накачка ω_3 и сигнал ω_2 распространяются в положительную сторону $v_2, v_3 > 0$. Групповые скорости всех волн положим равными по модулю $|v_1| = |v_2| = |v_3| = v$.

Тогда система уравнений описывающая такую задачу может быть получена из (2.1):

$$\begin{cases} \frac{\partial a_1(z,t)}{\partial z} + \frac{1}{v_1} \frac{\partial a_1(z,t)}{\partial t} = -[iKa_3a_2^* e^{-i\Delta kz} + a_1\alpha_1/2] \\ \frac{\partial a_2(z,t)}{\partial z} + \frac{1}{v_2} \frac{\partial a_2(z,t)}{\partial t} = +[iKa_3a_1^* e^{-i\Delta kz} + a_2\alpha_2/2] \\ \frac{\partial a_3(z,t)}{\partial z} + \frac{1}{v_3} \frac{\partial a_3(z,t)}{\partial t} = +[iKa_1a_2 e^{-i\Delta kz} + a_3\alpha_3/2] \end{cases} \quad (3.1)$$

Как было показано во второй главе, для параметров $a_{30}KL$ существует верхняя граница применения приближения заданного поля, вблизи и за которой необходимо учитывать истощение накачки. Поэтому в данной главе будет

рассматриваться решение задачи в первую очередь на этой границе и за ней (в отсутствии потерь $(a_{30}KL)_{th} = \pi/2$). Область значений параметров $a_{30}KL < (a_{30}KL)_{th}$ будем называть линейной областью, область $a_{30}KL > (a_{30}KL)_{th}$ – нелинейной.

Следует отметить, что в случае попутных волн или слабого усиления встречных волн генерация на частоте сигнала и холостой волны не происходит, если хотя бы одна из них не подаётся в среду (должны быть поставлены ненулевые граничные условия для амплитуды этой волны). Однако в нелинейной области при взаимодействии встречных волн обнаруживается самовозбуждение [9] – генерация волны на частоте сигнала и холостой волны в отсутствии сигнала и холостой волны на входе. Система уравнений 3.1 в этом случае имеет не устойчивое нулевое решение, то есть модель не обнаруживает самовозбуждение в отсутствии хотя бы небольшой затравки сигнала или холостой волны (короткий слабый импульс). В данной главе фактически будет исследован переходной процесс при самовозбуждении параметрического взаимодействия встречных волн – будет наблюдаться генерация сигнальной волны после появления в среде затравки на частоте сигнальной волны. Граничные условия будем задавать также как для режима усилителя во второй главе: через среду непрерывно подаётся накачка $a_3^{z=0} = a_{30}$; в среду входит полубесконечный импульс сигнала $a_2^{z=0} = a_{20}/2(2 - \tanh(t/t_f))$; $t_f = 0,05L/v$; $v = -v_1 = v_2 = v_3$; $a_{20}/a_{30} = 10^{-4}$; холостая волна в среде изначально отсутствует $a_1^{z=L} = 0$.

3.2 Результаты моделирования

В первую очередь поставленная задача была решена в отсутствии потерь $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha_3 = 0$ в условиях точного фазового синхронизма $\Delta k = 0$. На рисунке 3.1 показаны полученные временные зависимости коэффициента усиления T_2 при разных значениях параметров усиления $a_{30}KL$.

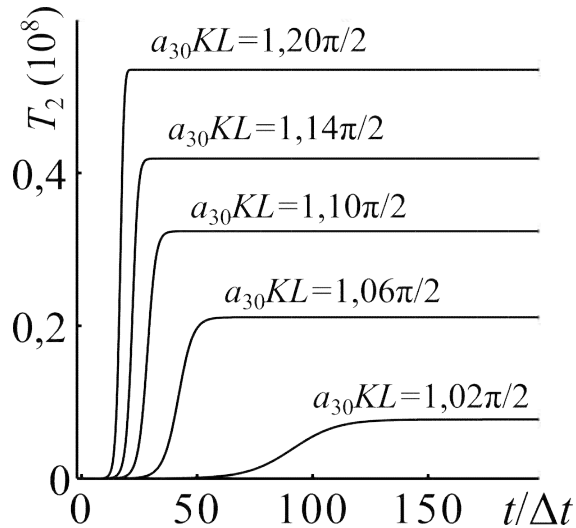


Рисунок 3.1 — Временная зависимость коэффициента усиления T_2 переходного процесса взаимодействия встречных волн при разных значениях параметров усиления $a_{30}KL$

Из рисунка 3.1 видно, что в нелинейной области переходной процесс приобретает скачкообразный вид (рост имеет точку перегиба) в отличие от линейного случая, где переходной процесс описывался стандартным выражением (2.3).

Такое изменение поведения можно объяснить условно разбив рост на два этапа. На первом этапе роста, амплитуда накачки значительно превосходит амплитуды генерируемых волн – соблюдаются условия приближения заданной накачки.

В приближении заданной накачки мы ожидаем поведение в виде кривой асимптотически стремящейся к конечному уровню (2.3), однако в нелинейной области конечный уровень в приближении заданного поля стремится к бесконечности, таким образом на выходе обнаруживается резкий ускоренный рост амплитуды сигнала. В следствии роста уровень генерируемых волн становится сравнимым с уровнем накачки и начинается её истощение (второй этап). Истощение накачки уменьшает эффективность преобразований в среде. В итоге бесконечный ускоренный рост сменяется замедленным ростом, и сигнал приходит к определённом уровню. Таким образом, временное поведение сигнала на выходе из среды имеет скачкообразный вид с точкой перегиба.

Кроме этого рисунок 3.1 демонстрирует, что в нелинейной области время переходного процесса τ падает с ростом $a_{30}KL$. Такое поведение связано с существованием первого этапа развития процесса, когда накачка ещё не истощена и амплитуда сигнала стремится к бесконечному росту. За короткое время, пока накачка заметно не изменится амплитуда успевает набрать значительную часть своего результирующего уровня, и чем больше $a_{30}KL$ тем больше эта часть.

В условиях истощённой накачки фактически падает эффективность усиления системы – параметр a_{30} (амплитуда накачки подаваемой на вход в среду) в линейном случае означал значение накачки в каждой точке среды и характеризовал усиливающие свойства каждой точки среды, в нелинейном случае, когда накачка ослаблена, эффективное его значение становится меньше $a_{30\text{eff}} < a_{30}$.

Благодаря тому, что в линейной области функция $\tau(a_{30}KL)$ монотонно растёт, а в нелинейной монотонно падает, постоянная времени переходного процесса имеет максимум примерно в пороговой точке $a_{30}KL = (a_{30}KL)_{th}$.

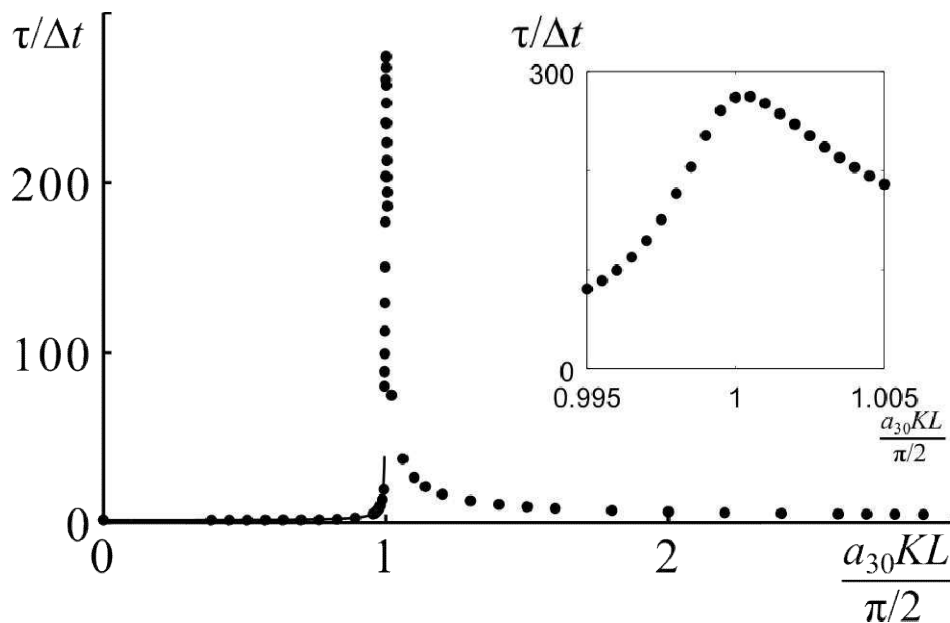


Рисунок 3.2 — Зависимость $\tau(a_{30}KL)$ в линейной и нелинейной областях. На врезке детализация зависимости вблизи пороговой точки

На рисунке 3.2 показана рассчитанная зависимость постоянной времени процесса от параметров усиления $\tau(a_{30}KL)$. Постоянная времени в линейной и в нелинейной области определялась как время, за которое амплитуда сигнала достигнет значения составляющее долю $(1 - e^{-1})$ от установившегося уровня сигнала a_M . В линейной и нелинейной области решение искалось в рамках нелинейной системы уравнений 3.1. Полученная зависимость демонстрирует, что пороговое значение соответствует максимуму постоянной времени, которая имеет значение $\tau_{\max} = 273,5\Delta t$.

3.2.1 Справедливость применения приближения заданного поля

Для того чтобы определить насколько адекватно модель в приближении заданного поля, используемая во второй главе, описывает взаимодействие встречных волн в линейной области, сравним результаты с полученными при решении нелинейной системы (3.1).

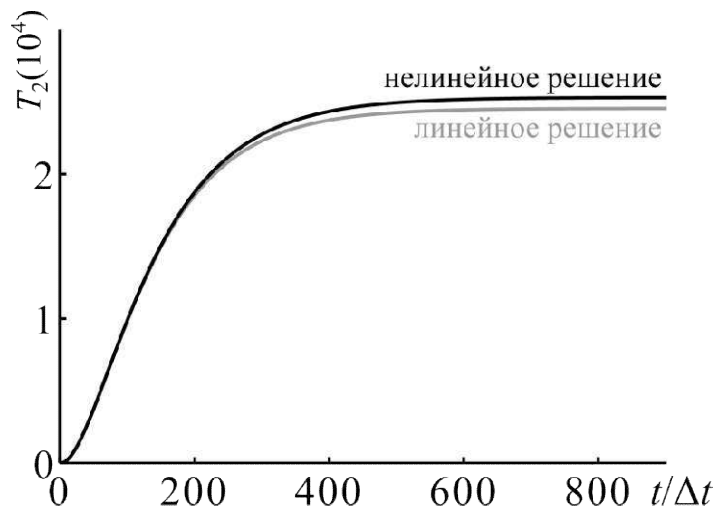


Рисунок 3.3 — Временная зависимость коэффициента усиления T_2 переходного процесса взаимодействия встречных волн при $a_{30}KL = 0,996\pi/2$. Решение линейной системы уравнений (2.2) – серая линия. Решение нелинейной системы уравнений (3.1) – черная линия

На рисунке 3.3 показаны полученные в результате моделирования временные зависимости коэффициента усиления T_2 при одних и тех же значениях параметров усиления в линейной области, близких к границе линейной области $a_{30}KL = 0,996\pi/2$. Зависимости получены разными способами: зависимость, полученная в результате решения линейной системы уравнений (2.2), слабо отличается от зависимости, полученной в результате решения нелинейной системы (3.1) – отличие в уровне усиления составляет T_2 составляет всего 0,6%. Таким образом, приближение заданного поля можно считать справедливым вблизи порога определённого для него во второй главе, по крайней мере при значениях параметров усиления $a_{30}KL < 0,996(a_{30}KL)_{th}$.

3.2.2 Влияние потерь на характеристики нелинейного процесса

Как было показано в подразделе 2.5.7 потери генерируемых волн приводят к увеличению порогового значения параметров усиления $(a_{30}KL)_{th}$, которое может быть рассчитано через выражение (2.6). Кроме этого было показано, что в присутствии потерь коэффициент связи K в системе уравнений 3.1 заменяется на эффективный коэффициент связи R , определяемый выражением (2.6).

Рассмотрим влияние потерь на ход переходного процесса в нелинейной области, учитывая, что положение порога изменяется с ростом потерь. На рисунке 3.4 показано временное поведение амплитуды в нелинейной области при различных значениях потерь. Сравнивая графики, можно видеть, что в нелинейной области время переходного процесса растёт с ростом потерь. Этот эффект противоположен наблюдаемому ранее в линейной области 2.9, где постоянная времени уменьшалась с ростом величины потерь. Полученный результат согласуется с рисунком 3.2, если учесть, что величина потерь влияет на эффективный коэффициент связи $R(\alpha)$ и следовательно на эффективное значение параметров усиления $(a_{30}KL)_{eff} = a_{30}RL$. Так увеличение потерь всегда

приводит к уменьшению $(a_{30}KL)_{eff}$, что согласно результатам, отображенным на рисунке 3.2, в линейной области приводит к уменьшению постоянной времени, а в нелинейной к увеличению.

Выражение (2.6), не позволяет определить как изменится пороговое значение параметров усиления с изменением потерь накачки в среде $(a_{30}KL)_{th}(\alpha_3) = ?$ из-за того что оно является решением системы двух уравнений – уравнения для генерируемых волн, в приближении заданного поля уравнение для накачки отбрасывалось [10]. Рассмотрим подробнее как величина потерь накачки влияет на пороговое значение параметров усиления.

Благодаря численным расчётам было показано, что увеличение потерь на качки приводит к увеличению порогового значения для параметров $(a_{30}KL)_{th}$.

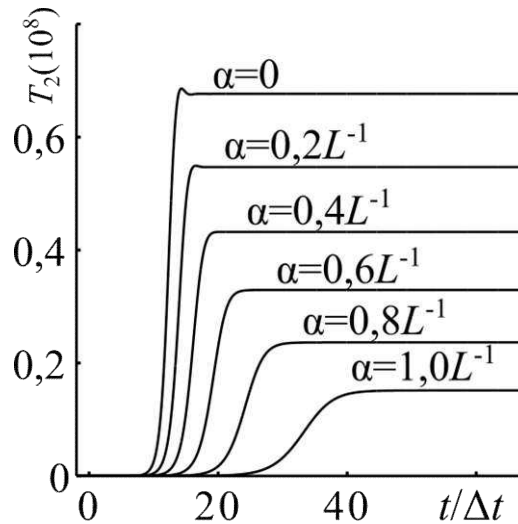


Рисунок 3.4 — Временная зависимость T_2 при разных значениях индексов потерь

$$\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha, \alpha_3 = 0. a_{30}KL = 1,3\pi/2$$

На рисунке 3.5 показано как меняется постоянная времени с изменением параметров $a_{30}KL$ в линейной и в нелинейной областях, при различных значениях потерь генерируемых волн и накачки. Из графика можно видеть, что наличие потерь накачки в среде $\alpha_3 = 2,3$ приводит к увеличению порога от $(a_{30}KL)_{th} = \pi/2$ (порог в отсутствии потерь $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha_3 = 0$, что соответствует рисунку 3.2) к значению $(a_{30}KL)_{th} \approx 1,7\pi/2$, и от $(a_{30}KL)_{th} \approx 1,5111\pi/2$ (порог в

присутствии потерь генерируемых волн $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha_3 = 2,3$) к $(a_{30}KL)_{th} \approx 2,5\pi/2$. Такое поведение порогового значения легко объясняется тем, что при наличии поглощения достижение такого же результата требует от системы большей эффективности усиления.

Для определения точной зависимости порога от потерь была предпринята попытка феноменологического ведения постоянной потерь накачки α_3 в выражение (2.6) симметрично параметрам α_1 и α_2 . Однако такой подход не принёс результатов. Определение зависимости положения порога от потерь накачки требует дальнейшего исследования.

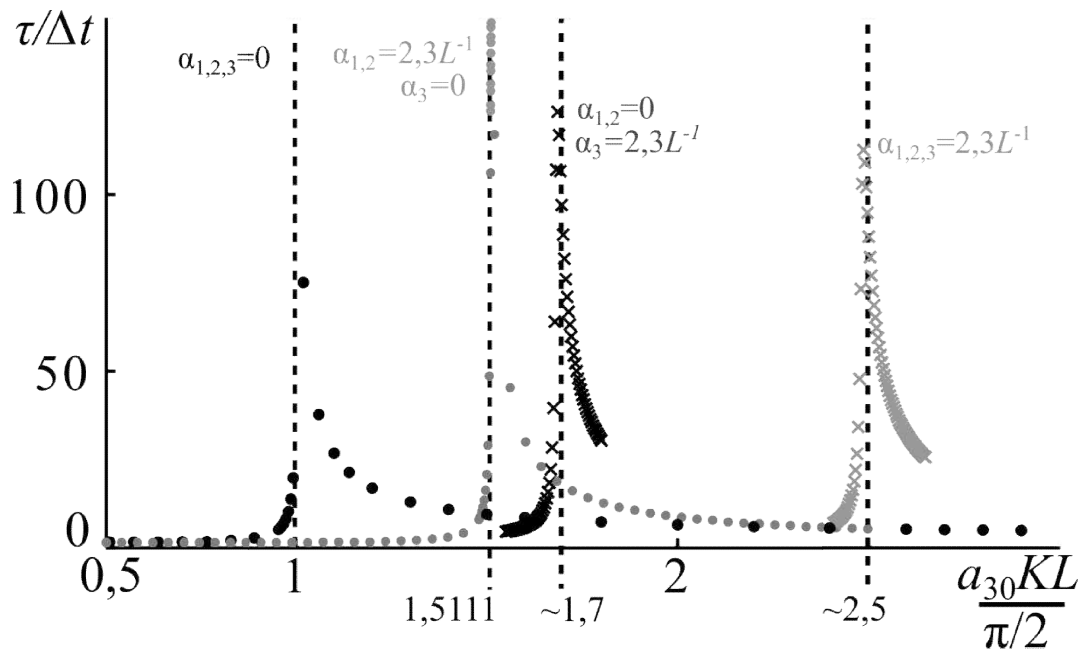


Рисунок 3.5 — Полученная в результате численного моделирования зависимость постоянной времени переходного процесса τ от параметров усиления $a_{30}KL$. При значениях индексов потерь $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha_3 = 0$ – черные круги. При $\alpha_1 = \alpha_2 = 2,3$, $\alpha_3 = 0$ – серые круги. При $\alpha_1 = \alpha_2 = 0$, $\alpha_3 = 2,3$ – черные кресты. При $\alpha_1 = \alpha_2 = 2,3$, $\alpha_3 = 2,3$ – серые кресты. Пунктирными линиями обозначены положения асимптот рассчитанные аналитически для кругов и определённые графически для крестов.

3.2.3 Влияние величины фазового рассогласования на характеристики нелинейного процесса

Рассмотрим случай ненулевого фазового рассогласования $\Delta k \neq 0$. Результаты численного моделирования такой задачи отображены на рисунке 3.6. Как видно из рисунка увеличение величины фазового рассогласования не влияет на коэффициент усиления (разница уровня не превышает ошибку численного счёта 0,05%). Увеличение Δk приводит к увеличению постоянной времени. В противоположность результатам отображенным на рисунке 2.12 в нелинейной области не наблюдается заметных осцилляций.

Фактически осцилляции есть. Для того чтобы проанализировать их рассмотрим детально ранний этап процесса. Как видно из представленных на рисунке 3.7 пространственно временных зависимостей эффективности параметрического процесса $T_2 = |a_2^{z=L} / a_{20}|^2$, полученных при начениях $\Delta k = 10L^{-1}$, в обоих случаях, как для линейного ($a_{30}KL = 0,955\pi/2$ рисунок 3.7а) так и для нелинейного ($a_{30}KL = 1,3\pi/2$ рисунок 3.7б), внутри среды возникают осцилляции как в пространстве так и во времени.

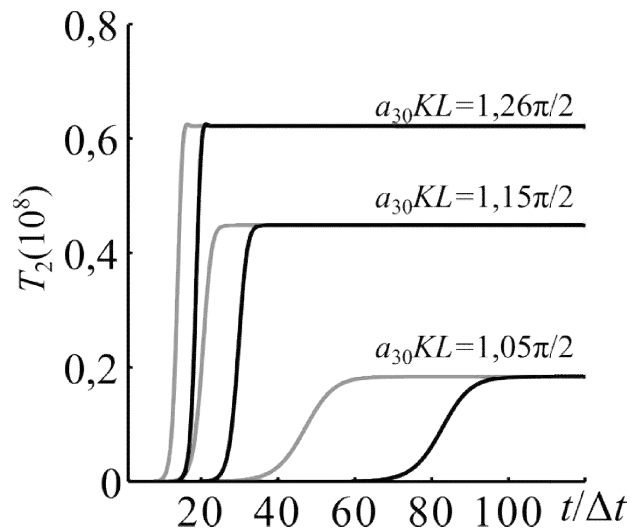


Рисунок 3.6 — Временная зависимость T_2 при разных значениях величины фазового рассогласования $\Delta k = 0$ – серые линии, $\Delta k = 10L^{-1}$ – черные линии, и при разных значениях $a_{30}KL$

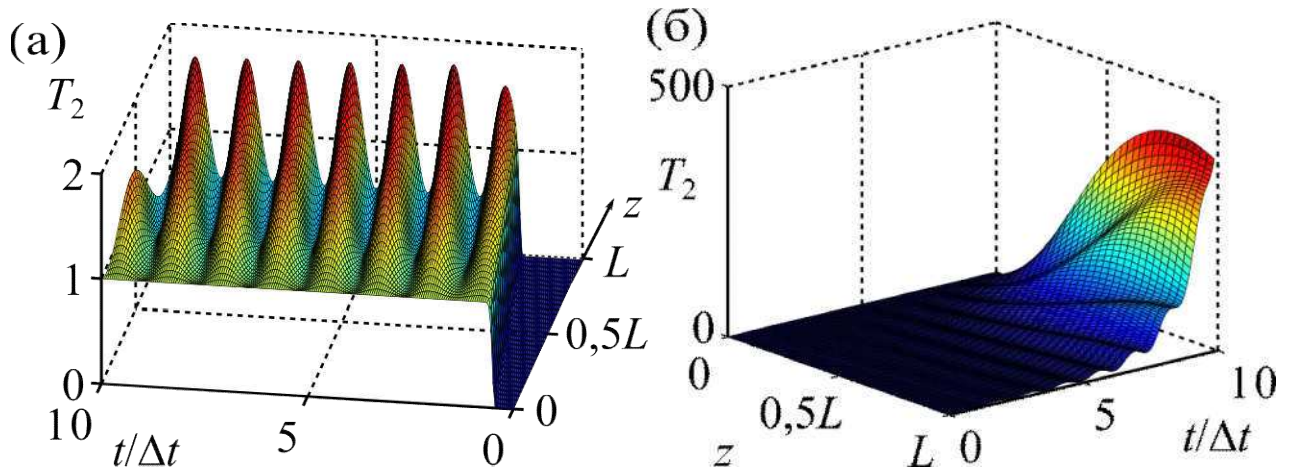


Рисунок 3.7 — Пространственно временная зависимость интенсивности волны сигнала в среде $T_2(z,t) = |a_2(z,t)/a_{20}|^2$ при $\Delta k = 10L^{-1}$ на раннем этапе. (а) $-a_{30}KL = 0,955\pi/2$. (б) $-a_{30}KL = 1,3\pi/2$

Отметим, что затухание осцилляций в линейном случае (Рис. 3.7а) в представленном масштабе незаметно. Однако проведенный расчет показывает, что спустя время $400\Delta t$ от начала процесса уровень сигнала на выходе из среды перестаёт зависеть от времени и его величина устанавливается на уровне $T_2(z = L, t = 400\Delta t) = 1,07$.

В нелинейной области (Рисунок 3.7б) осцилляции менее значительные и быстро затухают, так что на фоне основного переходного процесса они не заметны. Такое отличие проявляется благодаря ассиметричной роли волны накачки. Так в линейном случае без потерь, две волны периодически симметрично обмениваются энергией. Наличие третьей волны участвующей в передаче энергии нарушаем симметричность перекачки и тем самым уменьшает эффективность осцилляций, что приводит к скорейшим их затуханиям. Полученный результат позволяет заключить, что при рассмотрении нелинейного переходного процесса осцилляциями можно пренебречь.

3.3 Выводы

В данной главе рассматривалось численное решение системы укороченных уравнений для параметрического взаимодействия встречных волн в нелинейной области значений параметров усиления.

1) показано, что переходной процесс изменения амплитуды сигнала на выходе в нелинейном случае имеет скачкообразный вид. При этом с ростом параметров усиления постоянная времени уменьшается;

2) наличие в среде потерь на частоте накачки приводит к смещению границы линейной области изменения значений параметров усиления в сторону увилечения. Увеличение величины фазового рассогласования между взаимодействующими волнами приводит к увеличению времени переходного процесса и не влияет на эффективность преобразования в системе.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Получена аппроксимация существенного временного поведения амплитуды сигнала на выходе из среды при включении взаимодействия встречных волн в приближении заданной накачки. Аппроксимация имеет вид типичный для линейных переходных процессов радиотехнике и позволяет определить постоянную времени процесса. Для постоянной времени получена аппроксимирующая зависимость в приближении заданной накачки от параметров усиления: длины среды, величины амплитуды накачки и коэффициента связи волн.

2. Показано, что в нелинейной области значений параметров усиления, постоянная времени переходного процесса уменьшается с ростом значений параметров усиления, а переходной процесс изменения амплитуды сигнала на выходе из среды приобретает скачкообразный вид.

3. Граница линейной области изменения параметров усиления изменяется в зависимости от потерь в среде. Её положение при наличии потерь на частотах генерируемых волн может быть точно определено из феноменологической формулы решения стационарной модели в приближении заданного поля. Увеличение потерь на частоте накачки, качественно приводит к сдвигу границы в область больших значений.

4. Наличие фазового рассогласования в линейной области изменения параметров усиления не приводит к изменению времени переходного процесса. В нелинейной области постоянная времени растёт с ростом величины фазового рассогласования

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Магнус, К. Колебания: введение в исследование колебательных систем / К. Магнус.— Москва : Мир, 1982.— 304 с.
2. Ахманов, С. А. Проблемы нелинейной оптики / С. А. Ахманов, Р. В. Хохлов. — Москва : АН СССР, Институт научной информации, 1964.— 298 с.
3. Дмитриев, Л.В. Прикладная нелинейная оптика / В.Г. Тарасов, Л.В. Дмитриев.— Радио и св изд.— Москва, 1982.— 352 с.
4. Гоноровский, С. И. Радиотехнические цепи и сигналы: Учебник для вузов / С. И. Гоноровский.— 4-е изд., изд.— Москва : Радио и связь, 1986.— 512 с.
5. Кулешов, В. Н. Генерирование колебаний и формирование радиосигналов / В. Н. Кулешов, Н. Н. Удалов В. М. Богачев.— Москва : Издательский дом. МЭИ, 2008.— 416 с.
6. Boyd, R. Nonlinear Optics / R. Boyd. — 2nd edition. — Academic Press, 2002. — 576 p.
7. Красильников, В.А. Введение в физическую акустику / В.А. Красильников, В.В. Крылов.— Москва : Наука, 1984.— 403 с.
8. Херман, Й. Лазеры сверхкоротких световых импульсов: Пер. с нем. / Й. Херман., Б. Вильгельми.— Москва : Мир, 1986.— 368 с.
9. Yariv, A. Quantum Electronics / A.Yariv. — 3rd ed. edition. — New York : Wiley, 1988. — 704 p.
10. Popov, A. K. Negative-index metamaterials: second-harmonic generation, Manley–Rowe relations and parametric amplification / A. K. Popov, V. M. Shalaev // Applied Physics B. — 2006. — Vol. 84, no. 1. — 131 p.
11. Harris S E. PROPOSED BACKWARD WAVE OSCILLATION IN THE INFRARED // Applied Physics Letters. — 1966. — Vol. 9, no. 3. — P. 114–116.
12. Воляк, К. И. Исследование параметрического генератора с обратной волной / К. И. Воляк, А. С. Горшков // Радиотехника и Электроника.— 1973.— Т. 18, № 10.— С. 2075.

13. Popov, A. K. Compensating losses in negative-index metamaterials by optical parametric amplification / A. K. Popov, V. M. Shalaev // *Optics Letters*. — 2006. — Vol. 31, no. 14. — P. 2169–2171.
14. Popov, A. K. Four-wave mixing, quantum control, and compensating losses in doped negative-index photonic metamaterials / A. K. Popov, S. A. Myslivets, T. F. George, V. M. Shalaev // *Optics Letters*. — 2007. — Vol. 32, no. 20. — P. 3044–3046.
15. Kshetrimayum R S. A brief intro to metamaterials // *IEEE Potentials*. — 2005. — Vol. 23, no. 5. — P. 44–46.
16. Веселаго, В. Г. Электродинамика веществ с одновременно отрицательными значениями ϵ и μ // *Усп. физ. наук*. — 1967. — Т. 92, № 7. — С. 517–526.
17. Агранович, В. М. Пространственная дисперсия и отрицательное преломление света / В. М. Агранович, Ю. Н. Гартштейн // *Усп. физ. наук*. — 2006. — Т. 176, № 10. — С. 1051–1068.
18. Shadrivov, I. V. Second-harmonic generation in nonlinear left-handed metamaterials / I. V. Shadrivov, A. A. Zharov, Y. S. Kivshar // *Journal of the Optical Society of America B*. — 2006. — Vol. 23, no. 3. — P. 529–534.
19. Shelby, R. A. Experimental Verification of a Negative Index of Refraction / R. A. Shelby, D. R. Smith, S. Schultz // *Science*. — 2001. — apr. — Vol. 292, no. 5514. — P. 77 – 79.
20. Yen, T. J. Terahertz Magnetic Response from Artificial Materials / T. J. Yen, W. J. Padilla, N. Fang et al. // *Science*. — 2004. — mar. — Vol. 303, no. 5663. — P. 1494
21. Kozyrev, A. B. Parametric amplification in left-handed transmission line media / A. B. Kozyrev, H. W. Kim // *Applied Physics Letters*. — 2006. — jun. — Vol. 88, no. 26. — P. 264101.
22. Yao, B. M. Experimental realization of negative refraction using one metasurface / B. M. Yao, Y. S. Gui, X. S. Chen et al. // *Applied Physics Letters*. — 2015. — Vol. 106, no. 12. — P. 121903.

23. Engheta, N. Circuits with Light at Nanoscales: Optical Nanocircuits Inspired by Metamaterials // *Science*. — 2007. — sep. — Vol. 317, no. 5845. — P. 1698.
24. Bloemer, M. J. Energy considerations for a superlens based on metal/dielectric multilayers / M. J. Bloemer, G. D'Aguanno, M. Scalora et al. // *Optics Express*. — 2008. — Vol. 16, no. 23. — P. 19342–19353.
25. Ni, X. Loss-compensated and active hyperbolic metamaterials / X. Ni, S. Ishii, M. D. Thoreson et al. // *Optics Express*. — 2011. — Vol. 19, no. 25. — P. 25242–25254.
26. Sadatgol, M., Plasmon Injection to Compensate and Control Losses in Negative Index Metamaterials / M. Sadatgol, S. K. Ozdemir, L. Yang // *Physical Review Letters*. — 2015. — Vol. 115, no. 3. — P. 35502.
27. Jung, P. Progress in superconducting metamaterials / P. Jung, A. V. Ustinov, S. M. Anlage // *Superconductor Science Technology*. — 2014. — Vol. 27, no. 7. — P. 73001.
28. Pendry, J. B. A Chiral Route to Negative Refraction // *Science*. — 2004. — Vol. 306, no. 5700. — P. 1353.
29. Boltasseva, A. Low-Loss Plasmonic Metamaterials / A. Boltasseva, H. A. Atwater // *Science*. — 2011. — Vol. 331, no. 6015. — P. 290–291.
30. Grbic, A. Overcoming the Diffraction Limit with a Planar Left-Handed Transmission-Line Lens / A. Grbic, G. V. Eleftheriades // *Physical Review Letters*. — 2004. — Vol. 92, no. 11. — P. 117403.
31. Adams, W. Bringing the perfect lens into focus by near-perfect compensation of losses without gain media / W. Adams, M. Sadatgol, X. Zhang // *New Journal of Physics*. — 2016. — Vol. 18, no. 12. — P. 125004. — 1607.07464.
32. Alu, A. Guided modes in a waveguide filled with a pair of singlenegative (SNG), double-negative (DNG), and/or double-positive (DPS) layers / A. Alu, N. Engheta // *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*. — 2004. — Vol. 52, no. 1. — P. 199–210.
33. Kildishev, A. V. Transformation optics and metamaterials / A. V. Kildishev, V. M. Shalaev // *Usp. Fiz. Nauk*. — 2011. — Vol. 181, no. 1. — P. 59–70.

34. Thomas, Z. An Optical “Janus” Device for Integrated Photonics / Z. Thomas, V. Jason, T. Nicholas et al. // *Advanced Materials*. — 2010. — Vol. 22, no. 23. — P. 2561–2564.
35. Chen, H. Transformation optics and metamaterials / H. Chen, C. T. Chan, P. Sheng // *Nature Materials*. — 2010. — Vol. 9. — P. 387.
36. Cai, W. Optical Metamaterials Fundamentals and Applications./ W. Cai, V. Shalaev — Springer-Verlag New York, 2010. — P. 200.
37. Narimanov, E. E. Optical black hole: Broadband omnidirectional light absorber / E.E. Narimanov, A. V. Kildishev // *Applied Physics Letters*. — 2009. — Vol. 95, no. 4. — P. 41106.
38. Kildishev, A. V. Cylinder light concentrator and absorber: theoretical description / A. V. Kildishev, L. J. Prokopeva, E. E. Narimanov // *Optics Express*. — 2010. — Vol. 18, no. 16. — P. 16646–16662.
39. Fang, Z. H. Slowing down light using a dendritic cell cluster metasurface waveguide / Z. H. Fang, H. Chen, F. S. Yang et al. // *Scientific Reports*. — 2016. — Vol. 6. — P. 37856.
40. Zhao, X. P. Trapped rainbow effect in visible light left-handed heterostructures / X. P. Zhao, W. Luo, J. X. Huang et al. // *Applied Physics Letters*. — 2009. — Vol. 95, no. 7. — P. 71111.
41. Poddubny, A. Hyperbolic metamaterials / A. Poddubny, I. Iorsh, P. Belov, Y. Kivshar // *Nature Photonics*. — 2013. — Vol. 7, no. 12. — P. 948–957.
42. Alekseyev, L. V. Slow light and 3D imaging with non-magnetic negative index systems / L. V. Alekseyev, E. Narimanov // *Optics Express*. — 2006. — Vol. 14, no. 23. — P. 11184.
43. Popov, A. K. Generation, amplification, frequency conversion, and reversal of propagation of THz photons in nonlinear hyperbolic metamateria / A. K. Popov, S. A. Myslivets // *Optics Letters*. — 2017. — Vol. 42, no. 20. — P. 4151.
44. Popov, A. K. Hyperbolic Carbon Nanoforest for Phase Matching of Ordinary and Backward Electromagnetic Waves: Second Harmonic Generation / A. K. Popov, S. A. Myslivets // *ACS Photonics*. — 2017.— Vol. 4, no. 5. — P. 1240–1244.

45. He, Y. Optical field enhancement in nanoscale slot waveguides of hyperbolic metamaterials / Y. He, S. He, X. Yang // *Optics Letters*. — 2012. — Vol. 37, no. 14. — P. 2907.
46. Sun, Y. Highly efficient second harmonic generation in hyperbolic metamaterial slot waveguides with large phase matching tolerance / Y. Sun, Z. Zheng, J. Cheng et al. // *Optics Express*. — 2015. — Vol. 23, no. 5. — P. 6370.
47. He, Y. Nanoscale metamaterial optical waveguides with ultrahigh refractive indices / Y. He, S. He, X. Yang // *Journal of the Optical Society of America B*. — 2012. — Vol. 29, no. 9. — P. 2559.
48. Jacob, Z. Engineering photonic density of states using metamaterials / Z. Jacob, J.-Y. Kim, G. V. Naik et al. // *Applied Physics B*. — 2010. — Vol. 100, no. 1. — P. 215–218.
49. Vora, A. Exchanging Ohmic Losses in Metamaterial Absorbers with Useful Optical Absorption for Photovoltaics / A. Vora, J. Gwamuri, N. Pala et al. // *Scientific Reports*. — 2014. — Vol. 4. — P. 4901.
50. al Farooqui, M. A. Quantum entanglement distillation with metamaterials / M. A. al Farooqui, J. Breeland, M. I. Aslam et al. // *Optics Express*. — 2015. — Vol. 23, no. 14. — P. 17941–17954.
51. Genov, D. A. Mimicking celestial mechanics in metamaterials / D. A. Genov, S. Zhang, X. Zhang // *Nature Physics*. — 2009. — Vol. 5. — P. 687–692.
52. Chandrasekar, R. Lasing Action with Gold Nanorod Hyperbolic Metamaterials / R. Chandrasekar, Z. Wang, X. Meng et al. // *ACS Photonics*. — 2017. — Vol. 4, no. 3. — P. 674–680.
53. Sajid, C. Pancharatnam–Berry Phase Manipulating Metasurface for Visible Color Hologram Based on Low Loss Silver Thin Film / C. Sajid, G. Urcan, S. Amr et al. // *Advanced Optical Materials*. — 2017. — Vol. 5, no. 10. — P. 1700196.
54. Bobroff, D. L. Coupled-Modes Analysis of the Phonon-Photon Parametric Backward-Wave Oscillator // *Journal of Applied Physics*. — 1965. — Vol. 36, no. 5. — P. 1760–1769.

55. Шен, И. Р. Принципы нелинейной оптики / И.Р. Шен. — Москва : Наука, 1989.— 560 с.
56. Агравал, Г. Нелинейная волоконная оптика / Г. Агравал.— Москва : Мир, 1996.— 324 с.
57. Shalaev, M. I. Negative group velocity and three-wave mixing in dielectric crystals / M. I. Shalaev, S. A. Myslivets, V. V. Slabko, A. K. Popov // Optics Letters. — 2011. — Vol. 36, no. 19. — P. 3861.
58. Popov, A. K. Enhancing coherent nonlinear-optical processes in nonmagnetic backward-wave materials / A. K. Popov, M. I. Shalaev, S. A. Myslivets et al. // Applied Physics A. — 2012. — Vol. 109, no. 4. — P. 835–840.
59. Popov, A. K. Unidirectional amplification and shaping of optical pulses by threewave mixing with negative phonons / A. K. Popov, M. I. Shalaev, S. A. Myslivets et al. // Applied Physics A. — 2014. — Vol. 115, no. 2. — P. 523–529.
60. Aleksandrovsky, A. S. Random quasi-phase-matched conversion of broadband radiation in a nonlinear photonic crystal / A. S. Aleksandrovsky, A. M. Vyunishev, A. I. Zaitsev, V. V. Slabko // Physical Review A. — 2010. — Vol. 82, no. 5. — P. 055806.
61. Aleksandrovsky, A. S. Tunable femtosecond frequency doubling in random domain structure of strontium tetraborate / A. S. Aleksandrovsky, A. M. Vyunishev, A. I. Zaitsev, V. V. Slabko // Optics Communications. — 2009. — Vol. 282, no. 11. — P. 2263–2266.
62. Aleksandrovsky, A. S. Diagnostics of fs pulses by noncollinear random quasi-phase-matched frequency doubling / A. S. Aleksandrovsky, A. M. Vyunishev, A. I. Zaitsev, V. V. Slabko // Applied Physics Letters. — 2011. — Vol. 99, no. 21. — P. 211105.
63. Shur, V. Y. Domain Nanotechnology in Ferroelectric Single Crystals: Lithium Niobate and Lithium Tantalate Family / Shur V. Y. // Ferroelectrics. — 2013. — Vol. 443, no. 1. — P. 71–82.

64. Zukauskas, A. 5 mm thick periodically poled Rb-doped KTP for high energy optical parametric frequency conversion / A. Zukauskas, N. Thilmann, V. Pasiskevicius et al. // *Optical Materials Express*. — 2011. — Vol. 1, no. 2. — P. 201.
65. Shur, V. Y. Periodically poled crystals of KTP family: a review / V. Y. Shur, E. V. Pelegova, A. R. Akhmatkhanov, I. S. Baturin // *Ferroelectrics*. — 2016. — Vol. 496, no. 1. — P. 49–69.
66. Ding, Y. J. Second-harmonic generation based on quasiphasematching: a novel configuration / Y. J. Ding, J. B. Khurgin // *Opt. Lett.* — 1996. — Vol. 21, no. 18. — P. 1445–1447.
67. Ding, Y. J. Backward optical parametric oscillators and amplifiers / Y. J. Ding, J. B. Khurgin // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. — 1996. — Vol. 32, no. 9. — P. 1574–1582.
68. Canalias, C. Mirrorless optical parametric oscillator / C. Canalias, V. Pasiskevicius // *Nature Photonics*. — 2007. — Vol. 1. — P. 459.
69. Conti, C. Cavityless oscillation through backward quasi-phase-matched second-harmonic generation / C. Conti, G. Assanto, S. Trillo // *Optics Letters*. — 1999. — Vol. 24, no. 16. — P. 1139–1141.
70. Minor, C. E. Mirrorless optical parametric oscillation in bulk PPLN and PPLT: a feasibility study / C. E. Minor, R. S. Cudney // *Applied Physics B*. — 2017. — Vol. 123, no. 1. — P. 38.
71. Saravi, S. Generation of Counterpropagating Path-Entangled Photon Pairs in a Single Periodic Waveguide / S. Saravi, T. Pertsch, F. Setzpfandt // *Phys. Rev. Lett.* — 2017. — Vol. 118, no. 18. — P. 183603.
72. Sapaev, U. K. Theory of backward second-harmonic generation of short laser pulses in periodically and aperiodically poled nonlinear crystals / U. K. Sapaev, D. B. Yusupov, A. A. Sherniyzov, A. A. Uzakov // *Journal of Russian Laser Research*. — 2012. — Vol. 33, no. 2. — P. 196–210.
73. Huang, Y. Theory of backward distributed-feedback optical parametric amplifiers and oscillators / Y. Huang // *Journal of the Optical Society of America B*. — 2005. — Vol. 22, no. 6. — P. 1244–1254.

74. Chuu, C. Ultrabright backward-wave biphoton source / C. Chuu, S. E. Harris // *Physical Review A*. — 2011. — Vol. 83, no. 6. — P. 61803.
75. Armstrong, J. A. Interactions between Light Waves in a Nonlinear Dielectric / J. A. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing, P. S. Pershan // *Phys. Rev.* — 1962. — Vol. 127, no. 6. — P. 1918–1939.
76. Huang, Y. Coupled-wave theory for distributedfeedback optical parametric amplifiers and oscillators / Y. Huang, Y. Lin // *Journal of the Optical Society of America B*. — 2004. — Vol. 21, no. 4. — P. 777–790.
77. Shalaev, M. I. Negative group velocity and three-wave mixing in dielectric crystals / M. I. Shalaev, S. A. Myslivets, V. V. Slabko, A. K. Popov // *Opt. Lett.* — 2011. — Vol. 36, no. 19. — P. 3861–3863.
78. Shalaev, M. I. Unidirectional amplification and shaping of optical pulses by three-wave mixing with negative phonons / M. I. Shalaev, S. A. Myslivets, V. V. Slabko, A. K. Popov // *Applied Physics A*. — 2014. — Vol. 115, no. 2. — P. 523–529.
79. Popov, A. K. Nonlinearoptical up and down frequency-converting backward-wave metasensors and metamirrors. / A. K. Popov, I. S. Nefedov, S. A. Myslivets et al. // *Applied Physics A*. — Vol. 8725. — 2013. — P. 87252E–8725–15.
80. Kaup, D. J. Space-time evolution of nonlinear threewave interactions. I. Interaction in a homogeneous medium / D. J. Kaup, A. Reiman, A. Bers // *Rev. Mod. Phys.* — 1979. — Vol. 51, no. 2. — P. 275–309.
81. Davies, C. N. Negative energy waves / C. N. Davies // *Journal of Plasma Physics*. — 2005. — Vol. 71, no. 2. — P. 101–109.
82. Preobrazhensky, V. Explosive dynamics and localization of wave triads in a coupled magnetoelastic system / V. Preobrazhensky, O. B. Matar, P. Pernod // *Physical Review E*. — 2008. — Vol. 78, no. 4. — P. 46603.
83. Preobrazhensky, V. L. Explosive instability of ultrasonic triads under frequency modulated electromagnetic pumping. / V. L. Preobrazhensky, O. Yevstafiev, P. Pernod, V. Berzhansky // *2009 IEEE International Ultrasonics Symposium*. — 2009. — P. 2100–2102.

84. Preobrazhensky, V. L. Explosive instability of quasi-phonon triads in antiferromagnet under frequency modulated electromagnetic field / V. L. Preobrazhensky, O. Yevstafiev, P. Pernod, V. Berzhansky // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. — 2010. — Vol. 322, no. 6. — P. 585–588.
85. Preobrazhensky, V. L. Supercritical dynamics of magnetoelastic wave triad in a solid / V. L. Preobrazhensky, O. Yevstafiev, P. Pernod, V. Berzhansky // *Physics of Wave Phenomena*. — 2012. — Vol. 20, no. 4. — P. 256–263.
86. Corney, J. F. Solitons in quadratic nonlinear photonic crystals / J. F. Corney // *Physical Review E*. — 2001. — Vol. 64, no. 4. — P. 47601.
87. Conti, C. Energy Localization in Photonic Crystals of a Purely Nonlinear Origin / C. Conti, S. Trillo, G. Assanto // *Phys. Rev. Lett.* — 2000. — Vol. 85, no. 12. — P. 2502–2505.
88. Moshkin, V. V. Cascade generation of a phase conjugate wave in a magnetoordered acoustic medium / V. V. Moshkin, A. V. Moshkina, V. L. Preobrazhensky, P. Pernod // *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics*. — 2015. — Vol. 79, no. 10. — P. 1246–1250.
89. Воробьев, Н.С. Усиление света при нелинейном взаимодействии встречных волн в одномодовом волоконном световоде / Н.С. Воробьев, А.Б. Грудинин, Е.М. Дианов и др. // *письма ЖЭТФ*. — 1986. — Т. 44, № 1. — С. 15.
90. Osborne, M. R. Temporal response of stimulated Brillouin scattering phase conjugation / M. R. Osborne, M. A. O'key // *Optics communications*. — 1992. — Vol. 94, no. 5. — P. 346–352.
91. Stromqvist, G. Coherent phasemodulation transfer in counterpropagating parametric down-conversion / G. Stromqvist, V. Pasiskevicius, C. Canalias, C. Montes // *Phys. Rev. A*. — 2011. — Vol. 84, no. 2. — P. 23825.
92. Popov, A. K. Second harmonic generation in lefthanded metamaterials / A. K. Popov, V. V. Slabko, V. M. Shalaev // *Laser Physics Letters*. — 2006. — Vol. 3, no. 6. — P. 293–297.

93. Ландау, Л. Д. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА ЭЛЕКТРОДИНАМИКА СПЛОШНЫХ СРЕД/ Л. Д. Ландау, Е. М. Лившиц.— 2 изд.— Москва : Наука, 1982.— 621 с.

94. Lucila, J. Magnetic Response of Metamaterials / J. Lucila, M. W. Luis // *physica status solidi (b)*. — 2018. — Vol. 255, no. 4. — P. 1700495.

95. Slabko, V. V. Transient processes in the parametric interaction of counter-propagating waves / V. V. Slabko, A. K. Popov, V.A. Tkachenko // *Quantum Electronics*. — 2015. — Vol. 45, no. 12. — P. 1151–1152.

Федеральное государственное автономное
образовательное учреждение высшего образования
«СИБИРСКИЙ ФЕДЕРАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ»
Институт инженерной физики и радиоэлектроники
Базовая кафедра «Фотоника и лазерные технологии»

УТВЕРЖДАЮ

Зав. базовой кафедрой ФИЛТ

А.Н. Втюрин

« 05 » июня 2019 г.

МАГИСТЕРСКАЯ ДИССЕРТАЦИЯ

Переходные процессы при параметрическом взаимодействии встречных волн

16.04.01 «Техническая физика»

16.04.01.02 «Оптическая физика и квантовая электроника»

Научный руководитель

Выпускник

проф., д-р физ.-мат. наук

В.В. Слабко

В.А. Ткаченко

Красноярск 2019